

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده مهندسی معدن و ژئوفیزیک

سمینار کارشناسی ارشد ژئوفیزیک - گرایش ژئوالکتریک

بررسی روش مگنتوتلوریک

محقق:

فاطمه طهماسبی

استاد راهنما:

دکتر علی مرادزاده

زمستان ۱۳۸۲

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

تقدیم به مادر

عزیزم

تقدیر و تشکر

پس از اتمام این تحقیق به لطف و یاری خداوند، بر خود لازم می دانم تا از زحمات بی دریغ و راهنمایی های ارزشمند استاد ارجمندم، جناب آقای دکتر علی مراد زاده صمیمانه تشکر و قدر دانی نمایم.

همچنین بدین وسیله از کلیه دوستانی که مرا در انجام این تحقیق یاری دادند خصوصاً آقای مهندس مصطفی نقی زاده کمال تشکر و قدر دانی را دارم و از خداوند منان برای ایشان توفیق روزافزون خواستارم.

روش مگنتوتلوریک یک روش ژئوفیزیکی الکترومغناطیس با چشمه طبیعی می باشد. این روش به دلیل برخورداری بودن از عمق نفوذ خوب و عدم نیاز به حمل منبع مولد امواج نسبت به سایر روش های ژئو الکتریکی دارای برتری می باشد. این روش در اکتشاف منابع معدنی، ذخایر نفتی و ژئوترمال کاربرد دارد. در این روش با ثبت مولفه های افقی و قائم میدان های الکتریکی و مغناطیسی در سطح زمین می توان توزیع مقاومت ویژه منطقه مورد بررسی را بدست آورد. نسبت میدان های الکتریکی و مغناطیسی $Z_{ij} = \frac{E_i}{H_j}$ کمیتی مختلط از نوع امپدانس الکتریکی و تابع فرکانس می باشد. در فرکانس های نسبتاً زیاد به علت اثر عمق پوسته، امپدانس تنها اطلاعاتی از لایه های سطحی می دهد و در فرکانس های پایین، این اطلاعات ناشی از لایه های عمقی می باشد، بنابراین مشاهده می شود که روش MT در یک ایستگاه به صورت یک سونداژ عمقی عمل می کند.

با استفاده از امپدانس الکتریکی می توان مقادیر مقاومت ویژه را در فرکانس های مورد نظر محاسبه کرد. با توجه به مختلط بودن امپدانس الکتریکی، فاز امپدانس که همان اختلاف فاز میدان های الکتریکی و مغناطیسی به صورت نسبت قسمت های حقیقی و موهومی امپدانس تعریف می شود مدل سازی داده های مگنتوتلوریک معمولاً با استفاده از داده های مقاومت ویژه و فاز صورت می گیرد.

فهرست مطالب

عنوان	صفحه
تقدیر و تشکر	الف
چکیده	ب
فهرست مطالب	ج
فهرست اشکال	و

فصل اول: مقدمه

۱-۱- روش مگنتوتلوریک	۲
----------------------------	---

فصل دوم: منشاء و خصوصیات میدانهای مگنتوتلوریک

۱-۲- منشاء امواج مگنتوتلوریک	۶
۲-۲- بررسی اصول ریاضی و فیزیک حاکم بر امواج مگنتوتلوریک	۸
۱-۲-۲- تئوری الکترومغناطیس	۸
۲-۲-۲- عمق پوسته	۱۱
۳-۲-۲- شرایط مرزی	۱۲
۳-۲- محاسبه مقاومت ویژه برای یک نیم فضای همگن	۱۳

فصل سوم: بررسی پاسخ ساختار یک بعدی

۱-۳- محاسبه مقاومت ویژه ساختارهای یک بعدی	۱۷
۲-۳- زمین دولایه‌ای	۱۹
۱-۲-۳- بررسی دو مورد خاص در مدل ۲ لایه‌ای	۲۳
۳-۲- زمین سه لایه‌ای	۲۴
۴-۳- استفاده از سرمنحنی‌ها جهت تعیین پارامترهای مدل یک بعدی	۲۷
۵-۳- زمین N لایه‌ای	۲۹
۶-۳- تبدیل عمق بوستیک	۲۹

فصل چهارم: بررسی پاسخ ساختارهای دو بعدی

۱-۴	ساختار دو بعدی	۳۳
۲-۴	معادلات موج الکترومغناطیسی برای هر قطبش	۳۷
۳-۴	ناهمسانگردی	۳۹
۴-۴	تانسور امپدانس	۴۰
۱-۴-۴	محاسبه زاویه راستا	۴۳
۵-۴	تابع تبدیل مغناطیسی یا Tipper	۴۳
۶-۴	پارامترهای شاخص جهت تعیین بعد ساختار	۴۶

فصل پنجم: برداشت صحرایی

۱-۵	سنسورهای میدان الکتریکی و مغناطیسی	۵۰
۲-۵	روش های صحرایی	۵۲

فصل ششم: بررسی عوامل منحرف کننده نتایج MT

۱-۶	انحرافات گالوانیکی تلوریکی و مغناطیسی	۵۵
۱-۱-۶	بررسی اثر جابجایی استاتیکی	۵۸
۲-۱-۶	مقادیر ویژه امپدانس برای یک مدل دوبعدی	۶۳
۳-۱-۶	تانسور انحراف گالوانیکی تلوریکی و مغناطیسی	۶۴
۲-۶	اثر توپوگرافی	۶۵

فصل هفتم: پردازش داده های مگنتوتلوریک

	مقدمه	۷۱
۱-۷	محاسبه مولفه های تانسور امپدانس	۷۲
۱-۱-۷	بررسی اثر نویز روی برآوردهای Zzz	۷۶
۲-۱-۷	استفاده از روش RR برای تصحیح خطای ناشی از حضور نویز	۷۹
۲-۷	چرخش محورهای مختصات جهت بدست آوردن زاویه راستا	۸۰

فصل هشتم: مدل سازی و تفسیر داده‌های MT

۱-۸-۱- بررسی کمیتهای موثر در تفسیر داده‌ها	۸۳
۱-۸-۱- مقاومت ویژه ظاهری	۸۳
۱-۸-۲- فاز امیدانس	۸۴
۱-۸-۳- همدوسی	۸۴
۱-۸-۴- زاویه راستا	۸۴
۱-۸-۵- پارامتر Skew	۸۴
۱-۸-۶- بیضی وارگی	۸۴
۱-۸-۷- Tipper و بردارهای القایی	۸۵
۱-۸-۸- نمودارهای قطبی	۸۵
۱-۸-۲- مدل سازی داده‌های مگنتوتلوریک	۸۵
فصل نهم: نتیجه گیری	۸۹
فهرست منابع	۹۳

فهرست اشکال

عنوان	صفحه
شکل ۱-۲- طیف توان امواج مگنتوتلوریک	۶
شکل ۱-۳- پاسخ های فاز و مقاومت ویژه ظاهری MT مربوط به مدل دو لایه ای	۲۲
شکل ۲-۳- مدل زمین سه لایه ای	۲۴
شکل ۳-۳- تطبیق داده های صحرائی با سرمنحنی های دو لایه ای	۲۸
شکل ۴-۳- پروفیل مقاومت - عمق و پروفیل پیوسته	۳۰
شکل ۱-۴- پاسخ مگنتوتلوریک به مدل دارای همبندی جانبی دوبعدی	۳۵
شکل ۲-۴- مدل دوبعدی و قطبش میدان EM	۳۸
شکل ۱-۵- سیم پیچ القایی نصب شده در ایستگاه MT	۵۱
شکل ۲-۵- الکتروود نصب شده در یک ایستگاه MT	۵۱
شکل ۳-۵- سیستم اندازه گیری مؤلفه های میدان های مغناطیسی و الکتریکی	۵۲
شکل ۱-۶- الگوهای شارش جریان به واسطه حضور رسانای سه بعدی در یک سنگ میزبان مقاومتر	۵۶
شکل ۲-۶- اثر انحراف جریان عمودی روی مقاومت ویژه ظاهری برای E عمودی در یک مدل دو بعدی W عرض توده رسانا می باشد و نقطه مشاهده مرکز توده روی سطح می باشد	۵۷
شکل ۳-۶- الف - تغییر میدان الکتریکی عمود بر امتداد ساختار در مجاورت ناهمگنی جانبی ب- جریان کاناله در زون هادی ج - کاهش مقاومت ویژه ظاهری در تمام فرکانسها در ایستگاه B	۵۹
شکل ۴-۶- شبه مقطع های مقاومت ویژه مربوط به قطبش TM (ρ_{yx} بالا) و فازی (پایین) در امتداد پروفیل. محل ایستگاهها به صورت مثلث وارون مشخص شده است	۶۰
شکل ۵-۶- مقدار جابه جایی استاتیکی وضعیت های TM (دایره های توپر) و TE (مثلث های توخالی) برای هر ایستگاه در امتداد پروفیل	۶۱
شکل ۶-۶- شبه مقطع های جابه جایی های استاتیکی تصحیح شده مربوط به قطبش TM داده های ρ_{yx} (بالا) و فاز (پایین)	۶۲
شکل ۷-۶- پروفیل های MT محاسبه شده برای TM در فرکانس های ۰/۱، ۰/۱، ۱، ۱۰ و ۱۰۰ و ۱۰۰۰ هرتز روی مدل 2-D قرار گرفته بالای یک زمین همگن با مقاومت ویژه $500 \Omega m$. پروفیل مقاومت ویژه در فرکانس های (۱۰ و ۰/۱ هرتز) یکسان می باشد و همچنین نتایج در فرکانس های ۰/۱ و	

- ۱ و ۱۰ و ۰/۰۱ هرتز نیز تقریباً همانند می‌باشد ۶۶
- شکل ۶-۸- پروفیل های MT محاسبه شده در فرکانس ۱۰Hz الف - برای مدل D-2 از بلوک مقاوم قرار گرفته زیر یک برآمدگی ب - همان مدل با زمین همگن دارای مقاومت ویژه $500 \Omega m$ (ج) برای مدل زمین - صاف (FEM) و داده‌های تصحیح شده (TCR) ۶۸

فصل اول:
مقدمه

مقدمه

۱-۱- روش مگنتوتلوریک

روش مگنتوتلوریک^۱ (MT) یکی از روش های ژئوفیزیکی الکترومغناطیسی با چشمه طبیعی می باشد که از اوایل سال ۱۹۵۰ در اکتشافات نفت، منابع معدنی و منابع ژئوترمال به کار گرفته شد. اساس این روش، اندازه گیری تغییرات میدان های الکتریکی و مغناطیسی در سطح زمین می باشد که همانند بسیاری از روش های ژئوفیزیکی الکتریکی و الکترومغناطیسی توزیع مقاومت ویژه زمین را نسبت به عمق مشخص می کند (دوبرین و ساویت^۲، ۱۹۸۸؛ ووزوف^۳، ۱۹۹۱).

از مهمترین مزیت های این روش، توانایی اکتشاف آن از عمق های بسیار کم تا عمق های بسیار زیاد، بدون استفاده از چشمه های مصنوعی می باشد و همچنین این روش هیچ گونه آثار زیست محیطی دربر ندارد. از نقطه ضعف های عمده این روش، طبیعت آشفته امواج در فرکانس های بالا و ضعیف بودن امواج چشمه در فرکانس های حدود ۱HZ و ۲KHZ می باشد. راه حل این مشکل استفاده از روش^۴ CSAMT می باشد. در این روش از یک چشمه مصنوعی استفاده می شود که در نقطه ای دور از محل برداشت جهت تولید امواج در گستره فرکانس شنوایی استفاده می شود. نقطه ضعف دیگر روش MT مشکل جمع آوری داده در مناطق حاوی نویزهای الکتریکی می باشد، به منظور برطرف کردن این مشکل از روش^۵ RRMT

1-Magnetotelluric (MT)

2-Dobrin & Savit

3-Vozoff

4-Controlled Source Audio Magnetotelluric

5-Remote Reference Magnetotelluric

استفاده می‌شود که در این روش از ایستگاه‌های مبنا جهت اندازه‌گیری تغییرات میدان‌ها استفاده می‌شود (مرادزاده، ۱۹۹۸).

امواج مگنتوتلوریک طیف وسیعی از فرکانس‌ها را دربر می‌گیرد که از گستره فرکانسی 1 Hz تا 10000 Hz جهت کارهای اکتشافی استفاده می‌گردد. از فرکانس‌های بالا یا فرکانس‌های شنوایی مگنتوتلوریک (AMT)^۱ برای نقشه‌برداری آب‌های زیرزمینی و نهشته‌های فلزی پایه استفاده می‌گردد. البته کاربرد اصلی این روش در اکتشاف نفت است به ویژه در مناطقی که روش لرزه‌ای انعکاسی به دلیل توپوگرافی شدید، خیلی گران می‌باشد و یا به دلیل حضور روباره‌های بازالتی یا سایر ولکانیک‌ها، دچار مشکل می‌شود. گذشته از اکتشاف نفت، حساسیت روش MT به آنومالی‌های هادی آن را جهت اکتشاف منابع ژئوترمال یک روش مناسب کرده است، زیرا حضور سیستم ژئوترمال در منطقه باعث بالا رفتن درجه حرارت و در نتیجه افزایش تحرک یون‌ها می‌شود که این امر باعث افزایش هدایت الکتریکی می‌گردد (رحیمی، ۱۳۸۱؛ دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ ووزوف، ۱۹۹۱).

اقدامات اولیه در توسعه روش MT به طور جداگانه در روسیه توسط تیخونوف^۲ و در فرانسه توسط کانسیار^۳ صورت گرفت. این افراد همچنین طبیعت تخت امواج MT و توانایی آن‌ها را در نفوذ به اعماق زیاد دریافتند. منشأ امواج MT ناشی از فعالیت‌های خورشیدی، آذرخشها، شفق‌های قطبی، حرکت‌های نسبی زمین، خورشید و ماه و همچنین میدان‌های ناشی از گردبادهای بزرگ، می‌باشد (تلفورد و همکاران^۴، ۱۹۹۰؛ دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ نقی زاده، ۱۳۸۲).

امواج ایجاد شده تقریباً بدون تضعیف، پوسته نارسانای هوا را طی کرده و به سطح زمین برخورد می‌کنند، بخش زیادی از میدان‌های تابشی در سطح زمین بازتاب می‌شوند و تنها بخش کوچکی از آن به صورت امواج تخت به داخل زمین نفوذ می‌کنند (ووزوف، ۱۹۹۱).

1-Audio Magnetotelluric
2-Tikhonov
3-Cagniard
4-Telford et al

ابزار موردنیاز جهت اندازه‌گیری در این روش، مگنتومتر در گستره فرکانسی موردنظر، یک جفت الکتروود جهت اندازه‌گیری تغییرات میدان الکتریکی، تقویت‌کننده‌ها و فیلترها به همراه سیستم‌های دیجیتال و پردازنده‌های مناسب جهت جمع‌آوری و آنالیز داده‌ها می‌باشد (ووزوف، ۱۹۹۱).

در یک ایستگاه مولفه‌های میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی ثبت می‌شوند، نسبت این میدان‌های کمیتی از نوع امپدانس الکتریکی است. با تعیین امپدانس $Z_{ij} = \frac{E_i}{H_j}$ در یک سری از فرکانس‌ها می‌توان یک طیف فرکانسی برای امپدانس به دست آورد. در فرکانس‌های نسبتاً زیاد به علت اثر عمق پوسته، امپدانس تنها اطلاعاتی از لایه‌های سطحی می‌دهد و در فرکانس‌های پایین، این اطلاعات ناشی از لایه‌های عمقی می‌باشد، بنابراین مشاهده می‌شود که روش MT در یک ایستگاه به صورت یک سونداژ عمقی عمل می‌کند. (کافمن و کلر^۱ ۱۹۸۱)

داده‌ها در حوزه زمان برداشت می‌شود ولی معمولاً پردازش در حوزه فرکانسی صورت می‌گیرد، چون تئوری آن ساده‌تر از حوزه زمانی است، پس پردازش داده‌ها با تبدیل فوریه آغاز می‌شود. در بسیاری از سیستم‌های امروزی، پردازش در همان زمان برداشت صورت می‌گیرد، در مرحله بعدی، امپدانس‌های محاسبه شده به صورت مقاومت ویژه بر حسب عمق تفسیر می‌شود. مرحله پایانی استفاده از روش‌های مدل‌سازی جهت تعیین ساختار زیر سطحی می‌باشد (تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰؛ دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ ووزوف، ۱۹۹۱؛ نقی زاده، ۱۳۸۲).

فصل دوم:

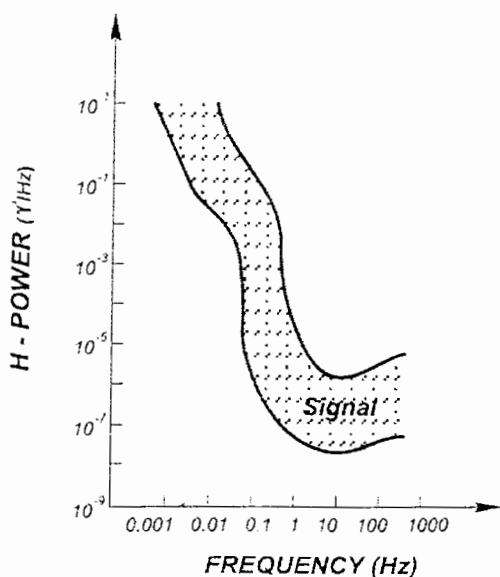
منشأ و خصوصیات میدانهای

مگنتوتلوریک

منشاء و خصوصیات میدان های مگنتوتلوریک

۱-۲- منشأ امواج مگنتوتلوریک

چشمه امواج MT شامل به وجود آمدن هر گونه آشفتگی طبیعی در میدان مغناطیسی زمین می باشد. طیف فرکانسی که در کارهای اکتشافی مورد استفاده قرار می گیرد، تنها دو منبع مهم دارد: یکی اتمسفر و دیگری مگنتوسفر (تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰؛ ووزوف، ۱۹۹۱). شکل ۱-۲ طیف توان امواج چشمه MT را بر حسب فرکانس انجام می دهد. همان طور که مشاهده می شود توان در فرکانس های زیر ۱HZ به مراتب بیشتر از فرکانس های بالای ۱HZ می باشد (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).



شکل ۱-۲- طیف توان امواج مگنتوتلوریک (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

طوفان های الکتریکی در اتمسفر دلیل اصلی ایجاد امواج دارای فرکانس های بالای ۱HZ می باشد و امواج زیر ۱HZ اغلب به واسطه سیستم های جریانی در مگنتوسفر است که ناشی از فعالیت های خورشیدی می باشد. مگنتوسفر ناحیه ای در اطراف زمین است که شامل یونوسفر و اتمسفر می باشد (روستوکر^۱، ۱۹۷۹). این ناحیه محتوی گاز به ویژه اکسیژن و نیتروژن می باشد، این گازها در اثر تابش اشعه فرابنفش و سایر تشعشعات خورشیدی یونیزه می شوند، چگالی ذرات باردار در ارتفاع ۱۰۰km تا ۲۵۰km بسیار زیاد است، این ناحیه که دارای رسانایی نسبتاً بالایی است یونوسفر نامیده می شود. برخورد تشعشعات خورشیدی با این لایه باعث ایجاد جریان های یونوسفری متغیر با زمان می شود که متعاقباً منجر به ایجاد میدان الکترومغناطیسی متغیر با زمان می گردد. انرژی این میدان با تغییرات روزانه یونوسفری تغییر می کند و همچنین بستگی به بزرگی زبانه های خورشیدی دارد (ووزوف، ۱۹۹۱).

منشأ امواج MT در فرکانس های بالای ۱HZ، فعالیت آذرخشی الکتریکی جهانی^۲ می باشد. امواج ایجاد شده اسفریک^۳ نامیده می شود. آذرخشها ممکن است در هر زمان یا مکانی از زمین زخ دهند اما سه مرکز اصلی وقوع آنها برزیل، آفریقای مرکزی و مالایا می باشد. بیشتر اسفریک ها در بعد از ظهرهای تابستانی رخ می دهند و با دور شدن از محل وقوع میرا می شوند دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰؛ ووزوف، ۱۹۹۱).

پوسته نارسانای هوا که بین دو لایه رسانای یونوسفر و زمین قرار گرفته مانند یک موجبر^۴ عمل می کند و میدان های گذرای مربوط به آذرخش ها در این موجبر به دام می افتند پاسخ این موجبر نیز همانند سایر موجبرها به فرکانس، اندازه و شکل صفحات و وضعیت مرزهایش بستگی دارد. سطح داخلی موجبر زمین - یونوسفر یک کره است که مقاومت ویژه آن از $0.25 \Omega m$ تا $10^4 \Omega m$ تغییر می کند ولی در مورد مقاومت ویژه لایه یونوسفر به ازای افزایش هر ۳۰ km ارتفاع حدود $500 \Omega m$ کاهش می یابد که این نیز بستگی به زمان و فعالیت خورشید دارد. بنابراین فضای بین یونوسفر - زمین یک پوسته کروی

1-Rostoker

2-World wild Electric Thunderstorms Activity

3-Spheric

4-Wave guid

که در این معادلات $B \left[\frac{wb}{m^2} \text{ Tesla} \right]$ القاء مغناطیسی، $H \left[\frac{A}{m} \right]$ شدت میدان مغناطیسی، $E \left[\frac{V}{m} \right]$ شدت میدان الکتریکی، $D \left[\frac{C}{m^2} \right]$ جابه‌جایی الکتریکی، $J \left[\frac{A}{m^2} \right]$ چگالی جریان الکتریکی، $\rho \left[\frac{C}{m^3} \right]$ چگالی حجمی بار الکتریکی و t زمان می‌باشد (تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰).

در مناطق دارای هدایت معین به هنگام عبور جریان بار چندانی ذخیره نمی‌شود (به جز در رساناهای الکترولیتی) بنابراین در این مناطق معادله (۴-۲) به این صورت در می‌آید:

$$\rho = 0 \quad \nabla \cdot D = 0$$

در روش MT مولفه‌های میدان الکتریکی یعنی مولفه‌های موازی سطح زمین اندازه‌گیری می‌شود بنابراین هیچ بار سطحی در مرز هوا و زمین ظاهر نخواهد شد پس چگالی جریان ثابت می‌ماند. و همچنین معادله پیوستگی و معادلات مربوط به یک محیط خطی که در بررسی نحوه انتشار امواج MT به کار می‌رود به شرح ذیل می‌شود.

$$\nabla \times J + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{معادله پیوستگی} \quad (۵-۲)$$

$$J = \sigma E \quad \text{قانون اهم} \quad (۶-۲)$$

$$D = \epsilon E \quad (۷-۲)$$

$$B = \mu H \quad (۸-۲)$$

در معادلات فوق $\sigma \left[\frac{S}{m} \right]$ هدایت الکتریکی یا رسانندگی، $\epsilon \left[\frac{F}{m} \right]$ گذردهی الکتریکی و $\mu \left[\frac{Tm}{A} \right]$ نفوذپذیری مغناطیسی می‌باشد (مرادزاده، ۱۹۸۸؛ تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰).

با گرفتن کرل از دو معادله اول ماکسول و با استفاده از روابط فوق و با توجه به اینکه $\nabla \cdot D = 0$ ، $\nabla \cdot H = 0$ چنانچه تغییرات زمانی میدان‌ها را هارمونیک $e^{j\omega t}$ در نظر بگیریم این معادلات به صورت زیر در می‌آیند.

$$\nabla^2 \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} + (\mu\epsilon\omega^2 - j\mu\sigma\omega) \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} = 0 \quad (۹-۲)$$

و یا

$$\nabla^2 \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} + k^2 \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} = 0 \quad (10-2)$$

$$k^2 = \mu\epsilon\omega^2 - j\mu\sigma\omega \quad (11-2)$$

معادلات (10-2) معادله هلمهولتز می باشند. همانطور که مشاهده می شود، خصوصیات سنگ و فرکانس در عدد موج k خلاصه شده است، قسمت اول رابطه (11-2) مربوط به جریان های جابه جایی و قسمت دوم مربوط به جریان های رسانش می باشد (تلفورد و همکاران، 1990).

برای هوا $\sigma = 0$ ، $\epsilon = \epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} (F/m)$ ، $\mu = \mu_0 = 6\pi \times 10^{-7} (Tm/A)$ است که ϵ_0 گذردهی الکتریکی خلاء و μ_0 نفوذپذیری مغناطیسی خلاء می باشد، بنابراین فاکتور $\omega^2 \mu \epsilon$ در معادله (10-2) از رتبه 5×10^{-9} است که این دلیل بر عدم تضعیف امواج در هوا می باشد (تلفورد و همکاران، 1990).

در سنگها معمولاً $\epsilon \approx 10\epsilon_0 \approx 9 \times 10^{-11} (F/m)$ ، $\mu \approx \mu_0 \approx 1.3 \times 10^{-6} (Tm/A)$ می باشد، با توجه به فرکانس های مورد استفاده در روش MT که معمولاً کمتر از 3KH می باشد. معادله هلمهولتز برای سنگ های با رسانندگی پایین و همچنین برای هوا تبدیل به معادله لاپلاس می شود.

$$\nabla^2 \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} = 0 \quad (12-2)$$

همچنین برای یک رسانای خوب قسمت حقیقی معادله (9-2) حذف و تنها قسمت موهومی آن باقی می ماند و معادله هلمهولتز تبدیل به معادله بخشی می شود.

$$\nabla^2 \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} - j\mu\sigma\omega \begin{bmatrix} E \\ H \end{bmatrix} = 0 \quad (13-2)$$

در هر دو مورد فوق ملاحظه می شود که فاکتور مربوط به جریان های جابه جایی با توجه به گستره فرکانسی مورد استفاده در روش MT قابل صرفه نظر کردن می باشد (تلفورد و همکاران، 1990).

حل معادله (۱۳-۲) بسیار مشکل می باشد مگر آن که موج را قطبیده تخت در نظر بگیریم. تخت بودن امواج در گستره فرکانسی مورد نظر MT که بیشتر از 10^{-2} Hz می باشد توسط دانشمندان بسیاری بررسی و مورد تایید قرار گرفته است (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

چنانچه میدان الکترومغناطیسی تختی را در نظر بگیریم که در آن موج در جهت Z منتشر شود، صفحه xy صفحه قطبش باشد و مولفه های میدان ها را به صورت زیر فرض کنیم.

$$H=H_y(z,t)$$

$$E=E_x(z,t)$$

جواب معادله (۱۳-۲) به این صورت است.

$$A = A_0 e^{-j(kz - \omega t)} = A_0 e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \alpha z)} \quad (14-2)$$

$$\alpha = \left(\frac{\omega \mu \sigma}{2} \right)^{1/2}, k = (1-j)\alpha$$

A_0 برگی میدان های E, H در سطح زمین می باشد. از نظر فیزیکی تنها بخش حقیقی جواب معادله مورد نظر ماست بنابراین

$$A = A_0 e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \alpha z) \quad (15-2)$$

ملاحظه می شود که دامنه به طور نمایی نسبت به عمق کاهش می یابد (مرادزاده، ۱۹۹۸).

۲-۲-۲- عمق پوسته^۱

به عنوان معیاری برای نفوذ امواج الکترومغناطیسی در داخل زمین فاکتوری به نام عمق پوسته تعریف میشود. عمق پوسته در یک زمین همگن و همسانگرد عمقی است که در آن دامنه موج به e^{-1} مقدارش در سطح زمین کاهش یابد.

$$\delta = 1/\alpha \quad (16-2)$$

$$\delta = \left(\frac{2}{\omega \mu \sigma} \right)^{1/2} \approx 503 \sqrt{\frac{\rho}{f}}$$

1-Skin depth

در معادله فوق $\rho[\Omega m]$ مقاومت ویژه زمین، $f(\text{Hz})$ فرکانس موج و $\delta[m]$ عمق پوسته می‌باشد.

با توجه رابطه (۱۶-۲) واضح است که امواج دارای فرکانس بالا نمی‌توانند به عمق زیادی در یک رسانا دست یابند، بنابراین امواج الکترومغناطیسی به راحتی در توده‌های مقاوم نفوذ می‌کنند ولی توسط توده‌های هادی بلوکه می‌شوند. درست عکس رفتار جریان‌های مستقیم، آنها به راحتی در یک رسانا نفوذ می‌کنند اما توسط توده‌های مقاوم بلوکه می‌شوند. این خاصیت امواج الکترومغناطیسی روش MT را به عنوان یکی از بهترین روش‌های اکتشافی توده‌های هادی به ویژه در مناطق دارای روباره‌های مقاوم نموده است (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸). با توجه به تعریف عمق پوسته معادله (۱۵-۲) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$A = A_0 e^{j\alpha x} e^{-z/\delta} e^{-jz/\delta} \quad (17-2)$$

$e^{-jz/\delta}$ یک تغییر فاز را نسبت به عمق نشان می‌دهد چنانچه $Z = 2\pi\delta$ باشد فاز مولفه‌های میدان به اندازه 2π تغییر می‌کند به همین علت عمق $2\pi\delta$ را طول موج می‌نامند (نقی زاده، ۱۳۸۲).

۲-۳- شرایط مرزی

به هنگام برخورد امواج الکترومغناطیسی به سطح مشترک دو محیط جایی که خواص الکتریکی به طور ناگهانی تغییر می‌کند رفتار امواج الکترومغناطیسی نیز می‌تواند تغییر کند. شرایط مرزی زیر رفتار میدان‌ها را به هنگام عبور از سطح مشترک دو محیط بیان می‌کند (مرادزاده، ۱۹۹۸).

$$B_{n1} = B_{n2} \quad \text{پیوستگی مولفه عمودی } B \quad (18-2)$$

$$H_{t1} = H_{t2} \quad \text{پیوستگی مولفه مماسی } H \quad (19-2)$$

$$D_{n1} = D_{n2} \quad \text{پیوستگی مولفه عمودی } D \quad (20-2)$$

$$E_{t1} = E_{t2} \quad \text{پیوستگی مولفه مماسی } E \quad (21-2)$$

$$J_{n1} = J_{n2} \quad \text{پیوستگی مولفه عمودی } J \quad (22-2)$$

معادلات فوق در صورتی برقرار است که هیچگونه انباشت بار یا جریانی روی سطح موجود نباشد. در صورت وجود چنین شرایطی معادلات (۲۰-۲) و (۲۲-۲) به صورت زیر تغییر می‌کند.

$$D_{n1} - D_{n2} = \rho_s \quad (23-2)$$

$$J_{n1} - J_{n2} = j\omega\rho_s \quad (24-2)$$

ρ_s چگالی بار سطحی می‌باشد. با استفاده از معادلات (۶-۲) و (۷-۲) و با فرض $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ داریم.

$$E_{n1} - E_{n2} = \rho_s / \varepsilon_0 \quad (25-2)$$

$$\sigma_1 E_{n1} - \sigma_2 E_{n2} = j\omega\rho_s \quad (26-2)$$

$$E_{n1}(\sigma_1 - j\omega\varepsilon_0) = E_{n2}(\sigma_2 - j\varepsilon_0\omega) \quad (27-2)$$

با در نظر گرفتن شرایط شبه ایستا یعنی $\sigma \gg \varepsilon_0\omega$ مقدار چگالی بار سطحی بدست می‌آید.

$$\rho_s = \varepsilon_0 \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_1} E_{n2} \quad (28-2)$$

رابطه فوق اثر چگالی بار سطحی را نشان می‌دهد هر چند این اثر بسیار کوچک است ولی می‌تواند روی نتایج MT اثر بگذارد (تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰؛ دوپیرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ مرادزاده، ۱۹۹۸).

۳-۲- محاسبه مقاومت ویژه برای یک نیم فضای همگن

موج الکترومغناطیسی را در نظر می‌گیریم که در راستای Z منتشر و در صفحه xy قطبیده شده باشد و همچنین تغییرات زمانی آن را به صورت $e^{j\omega t}$ در نظر می‌گیریم و جهت Z به سمت پایین را مثبت فرض می‌کنیم.

$$E = (E_x, E_y, 0)$$

$$H = (H_x, H_y, 0)$$

$$H_x = H_{x0} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \alpha z) \quad (29-2)$$

$$H_y = H_{y0} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \alpha z) \quad (30-2)$$

H_{x0} و H_{y0} بزرگی مولفه‌های میدان در سطح زمین می‌باشند.

$$E_x = 1/\sigma \left(-\frac{\partial H_y}{\partial z} \right) = \sqrt{2} (\alpha/\sigma) H_{y0} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \alpha z + \pi/4) \quad (31-2)$$

$$E_y = 1/\sigma \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} \right) = -\sqrt{2} (\alpha/\sigma) H_{x0} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \alpha z + \pi/4) \quad (32-2)$$

از تقسیم معادله (31-2) بر (30-2) و (32-2) بر (29-2) بدست می‌آید:

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} = \sqrt{2} (\alpha/\sigma) e^{j\pi/4} = \frac{\omega\mu}{k} \quad (33-1)$$

$$Z_{yx} = \frac{E_y}{H_x} = -\sqrt{2} \alpha/\sigma e^{j\pi/4} = -\frac{\omega\mu}{k} \quad (34-1)$$

و

$$k = (1-j)\alpha$$

Z_{ij} امپدانس موج در زمین همگن با مقاومت ویژه ρ می‌باشد.

$$Z_{xy} = (1+j) \sqrt{\frac{\rho\omega\mu}{2}} \quad (35-2)$$

و

$$\rho_{xy} = \frac{Z_{xy} Z_{xy}^*}{\omega\mu} = \frac{1}{\omega\mu} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2$$

$$\rho_{xy} = \rho_{yx} = \rho$$

Z^* مزدوج Z می‌باشد و ρ مقاومت ویژه واقعی نیم فضای همگن است.

با در نظر گرفتن واحدهای $(\frac{mv}{km})$ برای E و $nT(\text{gamma})$ برای H و قرار دادن

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$$

$$\rho_{xy} = 0.2T \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \text{ ohm-m} \quad (36-2)$$

همانطور که ملاحظه می شود در یک زمین همگن با توجه به رابطه زیر، ρ مستقل از جهت اندازه گیری می باشد.

$$Z(\omega) = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} \quad (37-2)$$

φ فاز امپدانس Z ، همان اختلاف فاز میدان های E و H می باشد که در مورد یک نیم فضای همگن این اختلاف فاز $\frac{\pi}{4}$ است. علامت منفی در رابطه (37-2) بیان گر این مطلب است که فاز Z_{yx} نسبت به Z_{xy} به اندازه π اختلاف دارد.

تغییرات زمانی میدان ها را می توان به صورت $e^{j\omega t}$ و یا $e^{-j\omega t}$ در نظر گرفت که انتخاب آن دلخواه است و در فیزیک مساله تغییری ایجاد نمی کند، چنانچه φ_{ij} فاز Z_{ij} باشد و تغییرات زمانی را مثبت بگیریم، φ_{xy} در ربع اول قرار می گیرد و چنانچه تغییرات زمانی را منفی بگیریم φ_{yx} در ربع چهارم واقع می شود و در هر مورد $|\varphi_{yx} - \varphi_{xy}| = 180^\circ$ می باشد (ووزوف، ۱۹۹۱؛ مرادزاده، ۱۹۹۸؛ تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰).

فصل سوم:

بررسی پلنچ ساختار هلی یک جلدی

بررسی پاسخ ساختارهای یک بعدی

۱-۱- محاسبه مقاومت ویژه ساختارهای یک بعدی

ساختارهای یک بعدی شامل چند لایه‌ای‌های همگن افقی می‌باشد که مقاومت ویژه در آن‌ها تنها با عمق تغییر می‌کند. برای چنین ساختاری تغییرات افقی میدان‌ها صفر است. این مورد کاملاً شبیه مدل نیم فضای همگن می‌باشد. در ساختارهای یک بعدی نیز امپدانس مستقل از جهت اندازه‌گیری می‌باشد، بنابراین برای چنین ساختاری امپدانس، فاز و مقاومت ویژه به صورت زیر می‌باشد:

$$Z(\omega) = \frac{E_x(\omega)}{H_y(\omega)} = -\frac{E_y(\omega)}{H_x(\omega)} \quad (1-3)$$

$$\rho_{xy} = 0.2T |Z_{xy}|^2, \quad \varphi_{xy} = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}(Z_{xy})}{\text{Re}(Z_{xy})} \right] \quad (2-3)$$

$$\rho_{yx} = 0.2T |Z_{yx}|^2, \quad \varphi_{yx} = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}(Z_{yx})}{\text{Re}(Z_{yx})} \right]$$

واضح است که در زمین یک بعدی $\rho_{xy} = \rho_{yx} = \rho_a$ و $|\varphi_{yx} - \varphi_{xy}| = 180^\circ$ که ρ_a مقاومت ویژه ظاهری و تابع فرکانس می‌باشد (مرادزاده، ۱۹۹۸).

در وضعیت یک بعدی هنگام عبور از یک محیط مقاوم به یک محیط رسانا مقدار فاز از $\frac{\pi}{4}$ بالاتر

می‌رود و برعکس هنگام عبور از یک محیط رسانا به یک محیط مقاوم مقدار فاز از $\frac{\pi}{4}$ کمتر می‌شود در این

مورد مقاومت ویژه ظاهری و فاز تابع امپدانس توابع مستقلی نیستند و توسط تبدیل هیلبرت^۱ به هم مرتبط می شوند اولین تقریب از این تبدیل به صورت زیر است (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ ووزوف، ۱۹۹۱).

$$\frac{d \log \rho a}{d \log \omega} \approx \frac{\varphi^0}{45^0} - 1 \quad (3-3)$$

همچنین به دلیل این که میدان الکتریکی به موازات لایه‌ها می باشد و مرزها را قطع نمی کند هیچ بار الکتریکی روی سطوح مشترک بین لایه‌ها ایجاد نمی شود. میدان‌ها به صورت زیر تغییر می کنند (Z به سمت پایین منفی می باشد)

$$E_x = E_{0x} e^{-j(\omega t - kz)} \quad (4-3)$$

$$H_y = H_{0y} e^{-j(\omega t - kz)}$$

در معادلات فوق به دلیل اینکه تغییرات زمانی به صورت $e^{-j\omega t}$ فرض شده است بنابراین $k = (1 + j)\alpha$ می باشد. نوسانات زمانی موج می تواند به صورت یک دامنه مختلط در داخل دامنه میدان‌ها مستتر شود و معادلات (۴-۳) به صورت زیر ساده شوند.

$$E_x = A e^{jkz} \quad (5-3)$$

و با توجه به معادله کرلی (۱-۲) $(n \times E) = \frac{\omega \mu}{k} H$ که n بردار یکه در جهت انتشار (z) می باشد.

$$H_y = \frac{k}{\omega \mu} A e^{jkz} \quad (6-3)$$

با استفاده از شرایط مرزی در سطوح مشترک می توان معادلات مربوط به امپدانس و مقاومت ویژه را محاسبه نمود (کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

$$\left. \begin{aligned} E_x^{(n)} &= E_x^{(n+1)} \\ H_y^{(n)} &= H_y^{(n+1)} \end{aligned} \right\} Z = h_n \quad (7-3)$$

بنابراین با توجه به این که بخشی از موج تابشی به سطح بازتاب و بخشی از آن عبور می کند. پس در هر لایه برای میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی معادلاتی به صورت زیر داریم:

$$E_x^{(n)} = A_n e^{jk_n z} + B_n e^{-jk_n z} \quad (8-3)$$

$$H_y^{(n)} = \frac{k_n}{\omega\mu} (A_n e^{jk_n z} - B_n e^{-jk_n z})$$

k_n عدد موج لایه n ام می باشد.

معادلات برای بخش عبوری به صورت زیر می باشد،

$$E_x^{(n+1)} = A_{n+1} e^{jk_{n+1} z} \quad (9-3)$$

$$H_y^{(n+1)} = \frac{k_{n+1}}{\omega\mu} A_{n+1} e^{jk_{n+1} z}$$

۲-۳- زمین دو لایه‌ای

مدل دو لایه‌ای را در نظر می‌گیریم لایه اول با مقاومت ویژه ρ_1 و ضخامت h_1 که روی نیم فضایی

با مقاومت ویژه ρ_2 قرار گرفته است.

$$E_x^{(1)} = A_1 e^{jk_1 z} + B_1 e^{-jk_1 z} \quad 0 \leq Z \leq h_1 \quad (10-3)$$

$$E_x^{(2)} = A_2 e^{jk_2 z} \quad Z \geq h_1$$

9

$$H_y^{(1)} = \frac{K_1}{\omega\mu} (A_1 e^{jk_1 z} - B_1 e^{-jk_1 z}) \quad (11-3)$$

$$H_y^{(2)} = \frac{K_2}{\omega\mu} A_2 e^{jk_2 z}$$

از آنجائی که شدت میدان‌های اولیه در سطح زمین یعنی $H_y^{(0)}$ و $E_x^{(0)}$ مشخص نیست ما قادر به استفاده

از شرایط مرزی در سطح زمین برای تعیین ضرایب مجهول نیستیم. بنابراین جهت کم کردن تعداد

مجهولات از رابطه امپدانس در سطح زمین استفاده می‌کنیم.

در سطح زمین یعنی در $Z=0$ داریم:

$$Z_{xy}(0) = \frac{E_x(0)}{H_y(0)} = \left(\frac{A_1 + B_1}{A_1 - B_1} \right) \frac{\omega\mu}{k_1} = \frac{\omega\mu}{k_1} \left(\frac{1 + B_1/A_1}{1 - B_1/A_1} \right) \quad (12-3)$$

$Z_{xy}(0)$ امپدانس در سطح زمین می‌باشد که بر حسب $\frac{B_1}{A_1}$ بدست می‌آید. با توجه به شرایط مرزی در

برای $Z=h_1$ مولفه‌های E_x و H_y داریم:

$$E_x^{(1)} \Big|_{z=h_1} = E_x^{(2)} \Big|_{z=h_1}$$

$$H_y^{(1)} \Big|_{z=h_1} = H_y^{(2)} \Big|_{z=h_1}$$

$$k_1(A_1 e^{jk_1 h_1} - B_1 e^{-jk_1 h_1}) = k_2(e^{jk_1 h_1} + B_1 e^{-jk_1 h_1}) \quad (13-3)$$

و یا

$$B_1 = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} e^{2jk_1 h_1} A_1 \quad (14-3)$$

در این جا می‌توان میدان الکتریکی و مغناطیسی را برای یک زمین دو لایه‌ای محاسبه کرد.

$$E_x^{(1)} = (e^{jk_1 z} + \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} e^{2jk_1 h_1} e^{-jk_1 z}) A_1 \quad (15-3)$$

$$H_y^{(1)} = \frac{k_1}{\omega\mu} (e^{jk_1 z} - \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} e^{2jk_1 h_1} e^{-jk_1 z}) A_1 \quad (16-3)$$

در سطح زمین و برای $Z=0$ داریم.

$$E_x(0) = (1 + \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} e^{2jk_1 h_1}) A_1 \quad (17-3)$$

$$H_y(0) = \frac{k_1}{\omega\mu} (1 - \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} e^{2jk_1 h_1}) A_1 \quad (18-3)$$

این نسبت $\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}$ مستقل از فرکانس است و می‌توان آن را به این صورت نوشت:

$$k_{12} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} = \frac{1 - k_2/k_1}{1 + k_2/k_1} = \frac{1 - (\rho_1/\rho_2)^{1/2}}{1 + (\rho_1/\rho_2)^{1/2}} \quad (19-3)$$

بنابراین

$$Z_2 = Z_{xy}(0) = \frac{E_x(0)}{H_x(0)} = Z_1 \left(\frac{1 + k_{12} e^{2jk_1 h_1}}{1 - k_{12} e^{2jk_1 h_1}} \right) \quad (20-3)$$

$Z_1 = \frac{\omega\mu}{k_1}$ امپدانس در سطح یک نیم فضا با مقاومت ویژه ρ_1 می باشد

پس از یک سری عملیات ریاضی معادله (20-3) به صورت زیر در می آید.

$$z_2 = Z_1 \text{Coth} \left[-jk_1 h_1 + \text{Coth}^{-1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{1/2} \right] \quad (21-3)$$

$$z_2 = Z_1 \text{tah} \left[-jk_1 h_1 + \text{tah}^{-1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{1/2} \right]$$

که در معادله فوق ρ_2/ρ_1 کمتر از یک می باشد. همچنین مقاومت ویژه ظاهری به صورت محاسبه می شود:

$$\rho_a = \rho_1 \left| \text{Coth} \left[-jk_1 h_1 + \text{Coth}^{-1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{1/2} \right] \right|^2$$

و یا (22-3)

$$\rho_a = \rho_1 \left| \text{tah} \left[-jk_1 h_1 + \text{tah}^{-1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{1/2} \right] \right|^2$$

رابطه بین ضخامت لایه اول و عمق پوسته در این لایه به این صورت می باشد:

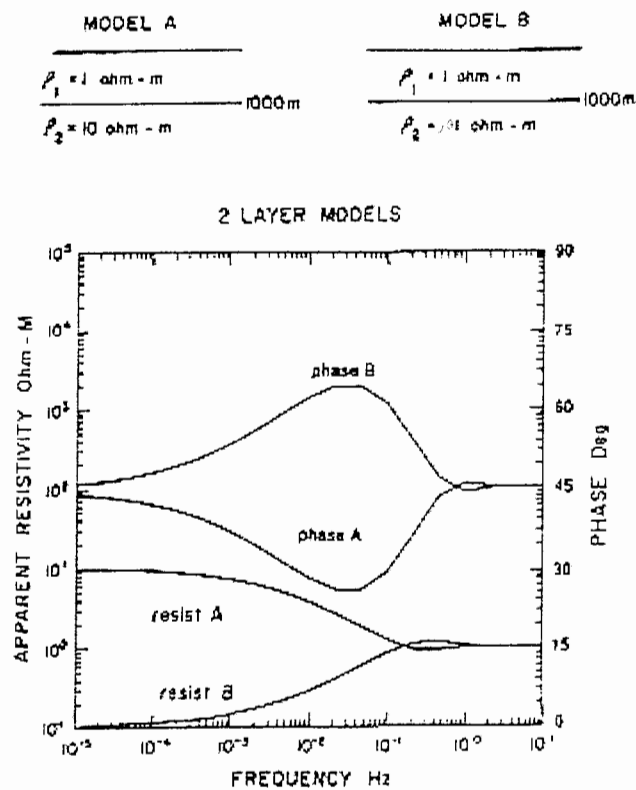
$$k_1 h_1 = \frac{1+j}{\delta_1} h_1 \quad (23-3)$$

وقتی ضخامت لایه اول بیشتر از عمق پوسته باشد یعنی $\frac{h_1}{\delta_1} \gg 1 (f \rightarrow \infty, T \rightarrow 0)$ برای این وضعیت

$Z_2 = Z_1 = \frac{\omega\mu}{k_1}$ می باشد و چنانچه عمق پوسته بیشتر از ضخامت لایه اول باشد یعنی

$Z_2 = \frac{\omega\mu}{k_2}$ آنگاه $\frac{h_1}{\delta_1} \ll 1 (f \rightarrow 0, T \rightarrow \infty)$ می شود.

در شکل ۱-۳ دو نمونه از مدل ۲ لایه ای مشاهده می شود در هر دو مورد مقاومت لایه رویی یکی است، اما در مدل A ($\rho_2 = 10\rho_1$) و در مدل B ($\rho_2 = 0.1\rho_1$) می باشد.



شکل ۱-۳- پاسخ های فاز و مقاومت ویژه ظاهری مربوط به مدل دو لایه ای (ووروف، ۱۹۹۱).

در فرکانس‌های بالا یعنی وقتی عمق پوسته در لایه اول کمتر از ضخامتش باشد در هر دو مورد $\rho_a = \rho_1$ می‌باشد با کاهش فرکانس، عمق پوسته افزایش می‌یابد و بزرگتر از ضخامت لایه اول می‌شود و ρ_a نیز در مدل A به $10 \Omega m$ و در مدل B به $0.1 \Omega m$ مجانب می‌شود. همان‌طور که مشاهده می‌شود پاسخ فاز در فرکانس‌های بالاتری نسبت به پاسخ مقاومت ویژه رخ می‌دهد و هم در فرکانس‌های بالا و هم فرکانس‌های پایین فاز به زاویه ۴۵ درجه مجانب می‌شود (ووزوف، ۱۹۹۱).

۳-۲-۱- بررسی دو مورد خاص در مدل ۲ لایه‌ای

الف - سنگ بستر مقاوم: ($\rho_2 \rightarrow \infty$)

در فرکانس‌های پایین وقتی که عمق پوسته بزرگتر از ضخامت لایه اول باشد یعنی $|2jk_1 h_1| \ll 1$ باشد با استفاده از بسط تیلور برای تابع نمایی. معادله امپدانس در سطح زمین به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$e^{2jk_1 h_1} \approx 1 + 2jk_1 h_1$$

$$Z_2 \approx \frac{1}{\sigma_1 h_1} = \frac{1}{S} \quad (24-3)$$

$S = \sigma_1 h_1$ پارامتر هدایت یا رسانندگی برای لایه اول می‌باشد بنابراین مجانب در فرکانس‌های پایین به صورت تابعی از پارامتر هدایت می‌باشد و فاز امپدانس نیز صفر است. تابع امپدانس در این مجانب رفتاری را نشان می‌دهد که به h_1 یا ρ_1 به طور جداگانه وابسته نیست بلکه شامل اطلاعاتی از S می‌باشد. آنچه که مهم است مستقل بودن امپدانس از فرکانس می‌باشد. مقاومت ویژه ظاهری نیز به صورت زیر محاسبه می‌شود

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \rho_a(\omega) = \frac{1}{\omega \mu S^2} \quad (25-3)$$

ب - سنگ بستر سانا ($\rho_2 \rightarrow 0$)

برای این مورد امپدانس در سطح زمین برای فرکانس‌های پایین ($k_1 h_1 \ll 1$) به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$Z_2 \approx -j\omega\mu h_1 \quad (26-3)$$

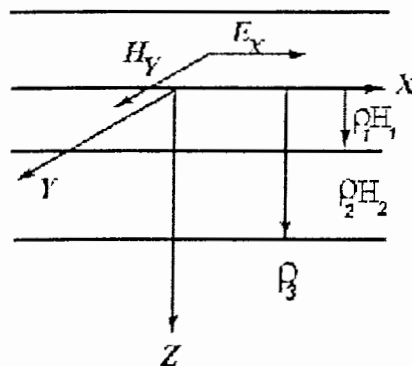
فاز امپدانس نیز $-\frac{\pi}{2}$ می‌باشد. در این مورد امپدانس به مقاومت ویژه لایه سطحی بستگی ندارد. تنها تابعی از ضخامت لایه اول می‌باشد پس تنها اطلاعاتی در مورد ضخامت لایه سطحی ارائه می‌دهد. مقاومت ویژه ظاهری نیز به صورت زیر می‌باشد:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \rho_a(\omega) = \omega\mu h_1^2 \quad (27-3)$$

واضح است که در دونمونه ارائه شده برای فرکانس‌های بالا، مجانب مقاومت ویژه ظاهری به مقدار مقاومت ویژه در لایه اول همگرا می‌شود (ووزوف، ۱۹۹۱؛ کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

۳-۲- زمین سه لایه‌ای

مدل سه لایه‌ای را به صورت زیر در نظر می‌گیریم لایه اول با مقاومت ویژه ρ_1 و ضخامت h_1 ، لایه دوم با مقاومت ویژه ρ_2 و ضخامت h_2 که روی نیم فضای با مقاومت ویژه ρ_3 قرار گرفته است.



شکل ۳-۲- مدل زمین سه لایه‌ای (کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

برای اولین لایه

$$E_x^{(1)} = A_1 e^{jk_1 z} + B_1 e^{-jk_1 z}$$

$$H_y^{(1)} = \frac{k_1}{\omega\mu} (A_1 e^{jk_1 z} - B_1 e^{-jk_1 z}) \quad (28-3)$$

برای دومین لایه

$$E_x^{(2)} = A_2 e^{jk_2 z} + B_2 e^{-jk_2 z}$$

$$H_y^{(2)} = \frac{k_2}{\omega\mu} (A_2 e^{jk_2 z} - B_2 e^{-jk_2 z}) \quad (29-3)$$

برای سومین لایه

$$E_x^{(3)} = A_3 e^{jk_3 z}$$

$$H_y^{(3)} = \frac{k_3}{\omega\mu} A_3 e^{jk_3 z} \quad (30-3)$$

با نوشتن شرایط مرزی برای هر سطح مشترک معادلات زیر بدست می‌آید:

$$A_1 e^{jk_1 H_1} + B_1 e^{-jk_1 H_1} = A_2 e^{jk_2 H_1} + B_2 e^{-jk_2 H_1}$$

$$k_1 (A_1 e^{jk_1 H_1} - B_1 e^{-jk_1 H_1}) = k_2 (A_2 e^{jk_2 H_1} - B_2 e^{-jk_2 H_1})$$

$$A_2 e^{jk_2 H_2} + B_2 e^{-jk_2 H_2} = A_3 e^{jk_3 H_2} \quad (31-3)$$

$$k_2 (A_2 e^{jk_2 H_2} - B_2 e^{-jk_2 H_2}) = k_3 A_3 e^{jk_3 H_2}$$

A_3 را از دو معادله اخیر حذف می‌کنیم.

$$B_2 = \frac{k_2 - k_3}{k_2 + k_3} e^{2jk_2 H_2} A_2 = k_{23} e^{2jk_2 H_2} A_2 \quad (32-3)$$

با قرار دادن B_2 در دو معادله اول

$$k_1 \frac{A_1 e^{jk_1 H_1} - B_1 e^{-jk_1 H_1}}{A_1 e^{jk_1 H_1} + B_1 e^{-jk_1 H_1}} = k_2 \frac{1 - k_{23} e^{2jk_2 (H_2 - H_1)}}{1 + k_{23} e^{2jk_2 (H_2 - H_1)}} \quad (33-3)$$

$H_1 = h_1$ ضخامت لایه اول و $h_2 = H_2 - H_1$ ضخامت لایه دوم می‌باشد با دوباره نویسی معادله فوق رابطه زیر

بدست می‌آید:

$$\frac{k_2}{k_1} R_2 = \frac{A_1 e^{jk_1 h_1} - B_1 e^{-jk_1 h_1}}{A_1 e^{jk_1 h_1} + B_1 e^{-jk_1 h_1}} \quad (34-3)$$

$$R_2 = \frac{1 - k_{23} e^{2jk_2 h_2}}{1 + k_{23} e^{2jk_2 h_2}} \quad (35-3)$$

و در نهایت

$$B_1 = \frac{1 - \frac{k_2}{k_1} R_2}{1 + \frac{k_2}{k_1} R_2} e^{2jk_1 h_1} A_1 \quad (36-3)$$

از معادله (28-3) امپدانس در سطح زمین به صورت زیر حاصل می‌شود.

$$Z_3 = \frac{\omega \mu}{k_1} \frac{A_1 + B_1}{A_1 - B_1} \quad (37-3)$$

با جایگذاری (36-3) در (37-3) بدست می‌آید:

$$Z_3 = Z_1 \left[\frac{1 - \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^{1/2} R_2 \tanh(jk_1 h_1)}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)^{1/2} R_2 - \tanh(jk_1 h_1)} \right] \quad (38-3)$$

واضح است که چنانچه $\rho_2 = \rho_3$ باشد $R_2 = 1$ و حالت سه لایه‌ای تبدیل به دو لایه‌ای می‌شود و چنانچه

$\rho_1 = \rho_2$ باشد نیز مدل سه لایه‌ای به دو لایه‌ای تبدیل می‌شود که ضخامت لایه اول $h_1 + h_2$ می‌باشد.

در فرکانس‌های بالا $\tanh(jk_1 h_1) \rightarrow +1$ و $R_2 \rightarrow -1$ می‌باشد

$$Z_3 \rightarrow Z_1 = \frac{\omega \mu}{k_1} \quad (39-3) \quad \text{بنابراین}$$

در فرکانس‌های پایین یعنی زمانی که $|k_1 h_1| \ll 1$, $|k_2 h_2| \ll 1$ می‌باشد

$$\tanh(jk_1 h_1) \approx jk_1 h_1 \quad ; \quad e^{2jk_2 h_2} \approx 1 + 2jk_2 h_2 \quad \text{بنابراین}$$

$$R_2 = \frac{k_2}{k_3}$$

$$Z_3 = \frac{\omega \mu}{k_3} \quad (40-3)$$

حالا فرض کنید که پایین‌ترین ناحیه نارسانا باشد ($\rho_3 \rightarrow \infty$) برای فرکانس‌های پایین

$$k_{23} = 1 \quad , \quad R_2 \approx -jk_2 h_2$$

بنابراین

$$Z_3 = \frac{1}{S_1 + S_2} = \frac{1}{S} \quad (41-3)$$

S مجموع پارامترهای هدایت لایه‌های اول و دوم می‌باشد.

چنانچه پایین‌ترین لایه دارای هدایت ویژه بالایی باشد برای فرکانس‌های پایین

$$k_{23} = -1 \quad , \quad R_2 = \frac{-1}{jk_2 h_2} \quad \text{بنابراین}$$

$$Z_3 = -j\omega\mu(h_1 + h_2) \quad (42-3)$$

۴-۳- استفاده از سر منحنیها جهت تعیین پارامترهای مدل یک بعدی

روش‌های مختلفی در تفسیر منحنی‌های سونداژ MT وجود دارد که شامل استفاده از مجانب‌ها، وارونه‌سازی، تطبیق منحنی‌ها می‌باشد. یکی از ساده‌ترین روشها استفاده از سر منحنی‌ها و تطبیق منحنی صحرائی با سر منحنی‌ها می‌باشد. تطبیق منحنی‌ها به دو صورت امکان‌پذیر است.

۱- روش تطبیق کامل منحنی

۲- روش تطبیق جزئی منحنی

در سونداژ MT سر منحنی‌ها برای مدل‌های دولایه‌ای و سه‌لایه‌ای تهیه شده است. روش استفاده از آنها دقیقاً شبیه به استفاده از سر منحنی‌ها در تفسیر مقاومت ویژه جریان‌های مستقیم می‌باشد.

سر منحنی‌ها معمولاً در مقیاس لگاریتمی مضاعف رسم می‌شوند که محور قائم آن شامل مقادیر

ρ_2 و محور افقی شامل، ریشه دوم \sqrt{T} و یا فرکانس می‌باشد.

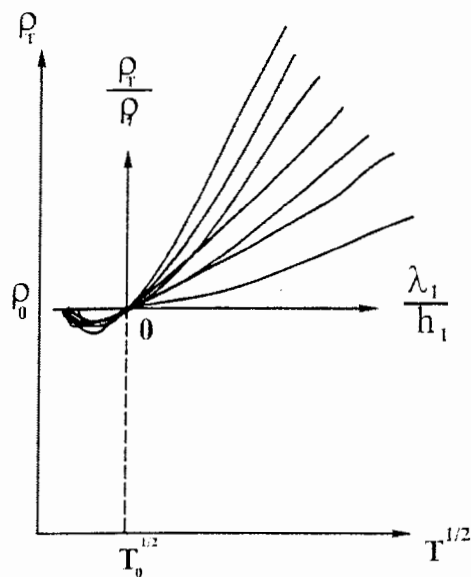
برای استفاده از سر منحنی‌های دو لایه لازم است که داده‌های صحرائی به همان صورت ρ_a بر

حسب \sqrt{T} یا f و در مقیاس لگاریتمی مضاعف رسم می‌شود سپس باید منحنی صحرائی را با سر منحنی

ها تطبیق داده شود به طوری‌که محورهای افقی و قائم آنها موازی باشند گاهی اوقات نیز لازم است که

صورت گیرد. بعد از تطبیق، نسبت $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ را بدست می‌آوریم و مبدا مختصات سر منحنی که نقطه $(\rho_0, \sqrt{T_0})$ می‌باشد را روی منحنی صحرایی مشخص می‌کنیم که $\rho_1 = \rho_0$ می‌باشد و با استفاده از $\mu = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ که کمتر است مقاومت ویژه دو لایه می‌باشد مقدار ρ_2 را بدست می‌آوریم. ضخامت لایه اول نیز از رابطه زیر بدست می‌آید (کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

$$h_1 = \frac{(10^7 \rho_0 T_0)^{1/2}}{8} \quad (43-3)$$



شکل ۳-۳- تطبیق داده‌های صحرایی با سر منحنیهای دولایه‌ای (کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

پارامترهای زمین سه لایه‌ای شامل $\rho_1, \rho_2, \rho_3, h_1, h_2$ می‌باشد. مقاومت ویژه لایه‌ها نسبت به هم می‌تواند با چهار وضعیت مشخص شود. این وضعیت کاملاً شبیه به سر منحنی‌های سه لایه‌ای در روش مقاومت ویژه جریان‌های مستقیم است.

$$A: \rho_1 < \rho_2 < \rho_3$$

$$H: \rho_1 > \rho_2 < \rho_3$$

$$K: \rho_1 < \rho_2 > \rho_3$$

$$Q: \rho_1 > \rho_2 > \rho_3$$

درست است که سر منحنی های سه لایه ای تهیه شده است ولی نتایج آن قابل اعتماد نیست. از سر منحنی ها و نتایج آن معمولاً جهت تخمین مدل اولیه آزمون در مدلسازی معکوس استفاده می شود (کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

۵-۳- زمین N لایه ای

همان طور که بیان شد، برای زمین های دولایه ای و سه لایه ای می توان با استفاده از شرایط مرزی امیدانس یک محیط n لایه ای را در سطح زمین بدست آورد این امیدانس از رابطه بازگشتی^۱ زیر حاصل می شود.

$$Z_n = \frac{\omega\mu}{k_1} \coth \left\{ -jk_1 h_1 + \coth^{-1} \left[\frac{k_2}{k_3} \coth(-jk_2 h_2 + \coth^{-1} \left\{ \frac{k_2}{k_3} \coth[-jk_3 h_3 + \dots \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \left. \dots + \coth^{-1} \left(\frac{k_{n-2}}{k_{n-1}} \coth \left\{ -jk_{n-1} h_{n-1} + \coth^{-1} \frac{k_{n-1}}{k_n} \right\} \right) \dots \right\} \right] \right] \right\} \quad (44-3)$$

Z_n امیدانس در سطح زمین می باشد و ترتیب لایه ها از سطح به عمق است (کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

۶-۳- تبدیل عمق بوستیک^۲

به منظور دستیابی تخمینی از مقاومت ویژه واقعی به صورت تابعی از عمق، بوستیک روشی را ارائه کرد که به دلیل وارونه سازی سریع امیدانس MT دارای اهمیت ویژه ای می باشد. در یک فرکانس معین عمق را می توان از رابطه زیر بدست آورد (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

$$Z = \sqrt{\frac{\rho_a}{\omega\mu}} \quad (45-3)$$

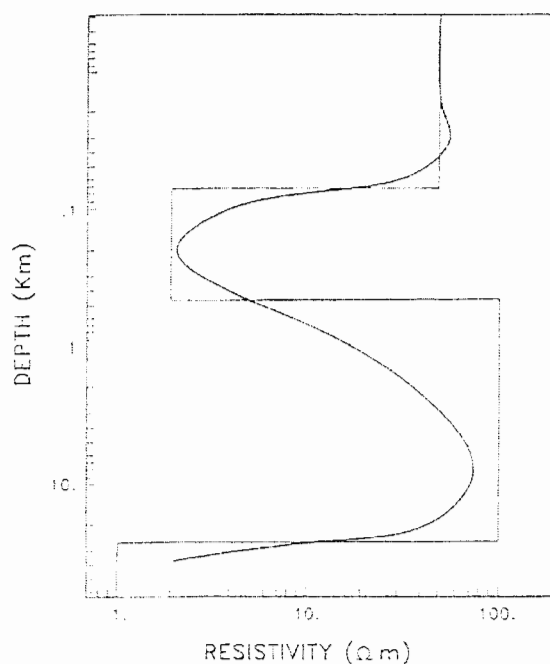
و همچنین رابطه تقریبی زیر مقاومت ویژه واقعی را بر حسب عمق مشخص می کند

$$\rho_{(z)} = \rho_a(\omega) \frac{1-C}{1+C} \quad (46-3)$$

1-Recurrence relationship
2-Bostick

$$C = \frac{d(\log \rho_a)}{d(\log \omega)} \quad (47-3)$$

C شیب منحنی مقاومت ویژه ظاهری در مقیاس لگاریتمی مقاومت ویژه بر حسب فرکانس را نشان می‌دهد. نمونه‌ای از کاربرد این تبدیل معکوس تقریبی در شکل ۳-۴ ارائه می‌شود که این مدل شامل سه لایه قرار گرفته روی نیم فضا می‌باشد. مقاومت ویژه ظاهری برای این مدل به صورت تابعی از فرکانس از رابطه بازگشتی (۳-۴۴) محاسبه شده است. با اعمال این تبدیل، این مقاومت ویژه ظاهری جهت حصول پروفیل پیوسته مقاومت بر حسب عمق با استفاده از معادلات (۳-۴۵)، (۳-۴۶) و (۳-۴۷) وارد حوزه عمق شده است.



شکل ۳-۴ - پروفیل مقاومت - عمق و پروفیل پیوسته حاصل از کاربرد تقریب وارونه‌سازی یک بعدی بوستیک با مقاومت ویژه ظاهری مصنوعی برای این مدل (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

با توجه به این که تخمین شیب مقاومت ویژه که به صورت معادله (۳-۴۷) ارائه می‌شود. برای داده‌های نویزی مشکل است. مقادیر فازی می‌تواند جهت این تخمین با توجه به (۳-۳) به کار رود (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

فصل چهارم:

بررسی پلسخ ساختارهای دوبعدی

بررسی پاسخ ساختارهای دو بعدی

۴-۱- ساختار دو بعدی

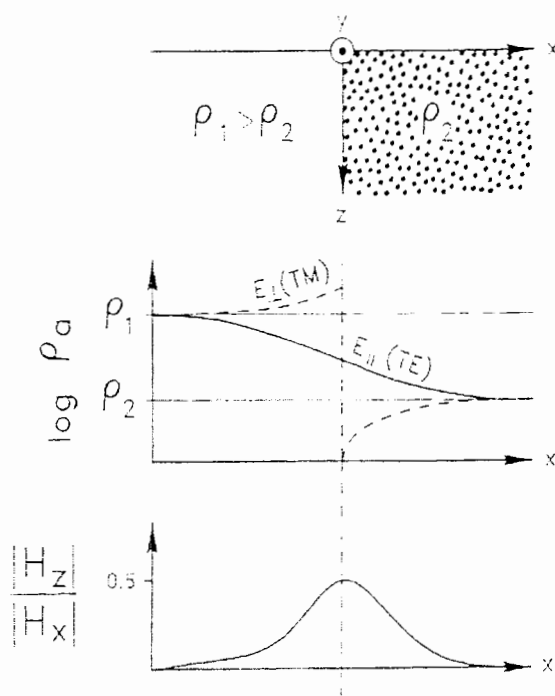
یک ساختار دوبعدی ژئوالکتریکی ساختاری است که، مقاومت ویژه الکتریکی و میدان ها علاوه بر تغییر نسبت به عمق در یک جهت افقی نیز به طور جانبی تغییر می کند، بنابراین میدان های E و H معمولاً بر هم عمود نیستند. بیشتر ساختارهای زمین شناسی مانند طاق دیس ها^۱، ناودیس ها^۲، قطعه های گسلی^۳، زون های همبری^۴، دایک ها^۵، دره های ریفی و رودخانه ای^۶ تقریباً به صورت ساختارهای دوبعدی رفتار می کنند در ساختارهای دوبعدی خواص الکتریکی به موازات یک جهت افقی ثابت است که به آن جهت امتداد^۷ می گویند. برای یک مدل دوبعدی معادلات درهم کنش امواج تخت EM برای دو وضعیت بررسی می شود (تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰؛ ووزوف، ۱۹۹۱؛ مرادزاده، ۱۹۹۸).

وقتی که مؤلفه میدان الکتریکی در جهت امتداد باشد یعنی زمانی که مؤلفه مغناطیسی عمود بر آن باشد این وضعیت را حالت الکتریکی عرضی^۸ (TE) یا E موازی E_{||} می نامند. وضعیت دوم: وقتی است که

-
- 1-Anticline
 - 2-Syncline
 - 3-Faulted block
 - 4-Contact zones
 - 5-Dykes
 - 6-River & rift valleys
 - 7-Strike direction
 - 8-Transverse Electric

مولفه میدان الکتریکی عمود بر امتداد باشد یا زمانی که مولفه میدان مغناطیسی در جهت امتداد باشد که این وضعیت را حالت مغناطیسی عرضی^۱ (TE) یا E عمودی (E_z) می‌نامند.

رفتار این دو نوع قطبش در برخورد با ناهمگنی های جانبی متفاوت می باشد که با یک مدل ساده به بررسی آن می‌پردازیم. این مدل شامل یک همبری قائم در راستای y می باشد که بلوک سمت چپ مقاومتی از سمت راست می باشد چنانچه ایستگاه‌های اندازه‌گیری در راستای محور x باشد و اندازه‌گیری از سمت چپ به راست صورت گیرد و اطلاعات مقاومت ویژه ظاهری را برای دو قطبش TE و TM و برای فرکانس یعنی به صورت تابعی از x رسم کنیم شکل ۱-۴ حاصل می شود. ابتدا وضعیت TE را مورد بررسی قرار می‌دهیم. اندازه‌گیری پاسخ ایستگاه‌ها در سمت چپ و دور از همبری منجر به همگراشدن مجانب مقاومت ویژه ظاهری به مقدار مقاومت ویژه بلوک سمت چپ می‌شود. همان‌طور که در امتداد x به سمت راست حرکت می‌کنیم این قطبش حضور ناپیوستگی را حس می‌کند و به دلیل اثر بلوک رساناتر به طور همواری افت می‌کند و نهایتاً وقتی از همبری دور می‌شویم بطور مجانب به مقدار واقعی مقاومت ویژه بلوک سمت راست همگرا می‌شود (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).



شکل ۴-۱ پاسخ مگنتوتلوریک به مدل دارای همبندی جانبی دوبعدی (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

رفتار حالت TM کاملاً متفاوت می‌باشد. همانطور که از سمت چپ به راست حرکت می‌کنیم از مقدار واقعی مقاومت ویژه برای بلوک مقاوم سمت چپ دور می‌شویم و همان‌طور که به ناپیوستگی نزدیک‌تر می‌شویم قطبش TM پاسخی مقاوم‌تر از مقاومت بلوک سمت چپ (ρ_1) نشان می‌دهد. وقتی از ناپیوستگی عبور می‌کنیم مقدار مقاومت، ناگهان سقوط می‌کند و یک رفتار ناپیوسته دارد و مقاومت ویژه را کمتر از مقاومت ویژه بلوک سمت راست (ρ_2) نشان می‌دهد. با دور شدن از همبندی در سمت راست، مقاومت ویژه ظاهری به مقدار واقعی مقاومت ویژه بلوک سمت راست مجانب می‌شود. در واقع قطبش TM در نزدیکی همبندی، بلوک مقاوم، را مقاوم‌تر و بلوک رسانا را رساناتر نشان می‌دهد. همان‌طور که اشاره شد وقتی ما به اندازه کافی از همبندی دور شدیم اثرش ناپدید می‌شود و ρ_a به مقادیر مقاومت‌های ویژه واقعی مجانب می‌شوند. میزان دور شدن از همبندی حدوداً برابر با عمق پوسته می‌باشد.

در حالت E_{\parallel} میدان الکتریکی در جهت امتداد می‌باشد و جریان‌های الکتریکی تمایل به شارش در جهت مؤلفه میدان الکتریکی می‌باشند، در نتیجه آنها روی سطح ناپیوستگی باری را القاء نمی‌کنند و در حین عبور از ناپیوستگی آن را حس می‌کنند و به طور همواری از آن عبور می‌کنند. در نتیجه اطلاعات حاصل از پاسخ E_{\parallel} توسط ناپیوستگی‌های جانبی کمتر مغشوش می‌شود و آن‌ها نسبت به این ناپیوستگی‌ها حساسیت کمتری دارند. اما در مورد E_{\perp} مؤلفه میدان الکتریکی عمود بر امتداد است و جریان‌های الکتریکی را وادار به عبور در راستای عمود بر همبری قائم می‌کند، این میدان‌ها باعث القای بارهای سطحی در صفحه قائم همبری می‌شوند که چگالی بار سطحی ایجاد شده توسط معادله (۲-۲۸) بدست می‌آید. میدان الکتریکی ایجاد شده توسط چگالی بار سطحی به طور برداری به میدان‌های القاء شده توسط H در هر محیط اضافه می‌شود. افزایش میدان الکتریکی در نزدیکی همبری در بلوک مقاوم باعث افزایش امپدانس و در نتیجه مقاومت ویژه ظاهری می‌شود و کاهش میدان الکتریکی در بلوک رسانا باعث کاهش مقاومت ویژه ظاهری می‌شود. اثر این بارهای سطحی در گستره فرکانسی مورد استفاده در روش MT روی پاسخ E_{\perp} مستقل از فرکانس است بنابراین اثر ناپیوستگی جانبی سبب ایجاد تغییر یکسانی در تمامی فرکانس‌ها روی مقاومت ویژه‌های E_{\perp} خواهد شد. این تغییر مستقل از فرکانس به صورت جابه‌جایی قائم در رسم لگاریتمی مقاومت ویژه ظاهری برحسب فرکانس ظاهر می‌شود و تحت عنوان جابه‌جایی استاتیکی^۱ بیان می‌گردد (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

حالت E_{\parallel} به پروفیل مقاومت ویژه که مستقیماً زیر محل قرار دارد پاسخ می‌دهد یعنی اینکه با کاهش فرکانس و دسترسی به عمق نفوذ بیشتری حالت E_{\parallel} اثرات ناهمگنی کم عمق‌تر را فراموش می‌کند. اما حالت E_{\perp} حتی ناهمگنی‌های کم عمق را برای فرکانس پایین حس کرده و اثر آن هرگز از پاسخ E_{\perp} حذف نمی‌شود. در ضمن جریان‌ها در سمت رسانا در نزدیکی سطح قرار می‌گیرند به دلیل اینکه عمق پوسته در این سمت کمتر است. با توجه به معادله (۴-۱) مشاهده می‌شود که وقتی مؤلفه قائم H ایجاد می‌شود که $\nabla \times E$ مؤلفه قائم داشته باشد. زمانی که تغییر جانبی در چگالی جریان افقی موجود باشد

1-Static shift

یعنی $\frac{\partial j_y}{\partial x}$ یا $\frac{\partial j_x}{\partial y}$ صفر نباشد (ووزوف، ۱۹۹۱). میدان مغناطیسی قائم توسط ساختار القاء می‌شود و توسط چشمه امواج مگنتوتلوریک ارائه نمی‌شود. با نرمالیزه کردن H_z توسط میدان مغناطیسی افقی پارامتری به نام tipper ایجاد می‌شود. همانطور که در شکل ۱-۴ مشاهده می‌شود، بیشینه‌ای در نقطه ناپیوستگی دارد که با دور شدن از همبری رو به زوال می‌رود چنانچه همبری رخنمون نداشته باشد و روباره داشته باشیم، اثر همبری هموارتر می‌شود (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸). میزان همواری بستگی به ضخامت و هدایت ویژه (رسانندگی) روباره و فرکانس دارد. در فرکانس‌های به اندازه کافی بالا وقتی که عمق پوسته در روباره کمتر از ضخامتش باشد، همبری آشکارسازی نخواهد شد. و تنها روباره مشاهده می‌شود و پاسخ مستقل از محل جهت اندازه‌گیری می‌باشد. در فرکانس‌های پایین وقتی عمق پوسته بیشتر از ضخامت روباره باشد، روباره تقریباً نامشخص و همبری با رخنمون ظاهر می‌شود (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ ووزوف، ۱۹۹۱).

۲-۴. معادلات موج الکترومغناطیسی برای هر قطبش

مدلی را مطابق شکل ۲-۴ در نظر می‌گیریم در این مدل تغییرات میدان در راستای x ثابت است یعنی $\frac{\partial}{\partial x} = 0$ ، تغییرات زمانی میدان‌ها به صورت $e^{i\omega t}$ و z به طرف پایین منفی فرض شده است. برای حالت TE میدانها به صورت زیر است:

$$E = (E_x, 0, 0)$$

$$H = (0, H_y, H_z) \quad (1-4)$$

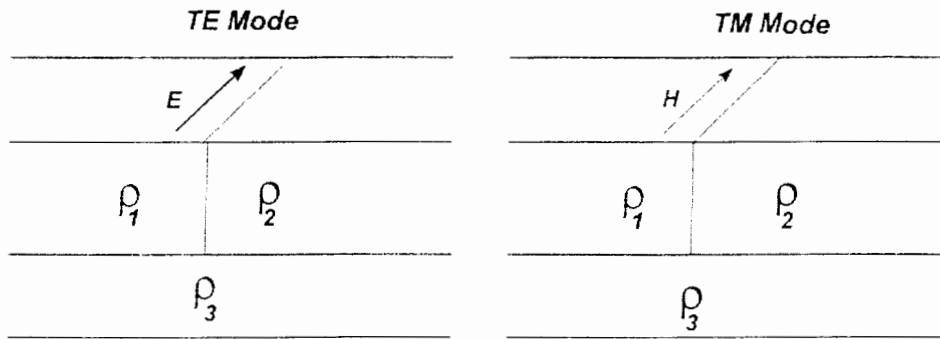
$$E_x = E_x(y, z)$$

با استفاده از معادلات (۱-۲) و (۲-۲) معادلات زیر حاصل می‌شود:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\mu\omega H_y$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = j\mu\omega H_z \quad (2-4)$$

$$E_x = \frac{1}{\sigma(y,z)} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right)$$



شکل ۲-۴- مدل دو بعدی و قطبش میدان EM

و نهایتاً معادله پخشی برای این حالت به صورت زیر است:

$$\nabla^2 E_x - j\omega\mu\sigma E_x = 0$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - j\omega\mu\sigma E_x = 0 \quad (3-4)$$

برای حالت TM نیز داریم:

$$H = (H_x, 0, 0)$$

$$E = (0, E_y, E_z) \quad (4-4)$$

$$H_x = H_x(y, z)$$

با استفاده از معادلات ماکسول (۱-۲) و (۲-۲) بدست می آید:

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = -\sigma(y, z) E_z$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = -\sigma(y, z) E_z \quad (5-4)$$

$$H_x = -\frac{1}{j\omega\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right)$$

و معادله پخشی برای این حالت به این صورت است:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} - j\omega\mu\sigma H_x = 0 \quad (6-4)$$

برای حل معادلات (3-4) و (6-4) راه حل تحلیلی وجود ندارد، بنابراین میدان‌های E و H در این معادلات دیفرانسیلی، توسط روشهای مدل‌سازی عددی مانند روش اجزای محدود¹ و تفاضلهای محدود² قابل حصول است (مرادزاده، ۱۹۹۸).

یکی از روشهای حل عددی معادلات ذکر شده که برای اولین بار توسط مادن³ ارائه شد. روش Network solution می‌باشد. این روش از شباهت بین معادلات حاکم بر مؤلفه‌های میدان مغناطیسی و معادلات خط تبدیل⁴ حاکم بر جریان استفاده می‌کند (چارلز و سویت⁵، ۱۹۷۱).

۳-۴- ناهمسانگردی

در یک محیط ناهمسانگرد که در اکتشافات معمول است، رسانندگی با جهت میدان الکتریکی به کار گرفته، تغییر می‌کند و بنابراین رسانندگی به صورت تانسور تعریف می‌شود.

$$\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (7-4)$$

در چنین محیطی میدان الکتریکی عمود بر میدان مغناطیس نمی‌باشد و همانند ناهمگنی جانبی مقاومت ویژه ظاهری بستگی به جهت اندازه‌گیری دارد. با این تفاوت که تغییرات جانبی، میدان مغناطیس قائمی را ایجاد نمی‌کند. بنابراین در مناطق ناهمسانگرد مانند حوضه‌های رسوبی، داده‌های دیگری مانند مقاومت ویژه DC برای مشخص کردن اثر ناهمسانگردی موردنیاز است (ووزوف، ۱۹۹۱).

1-Finite element
2-Finite difference
3-Madden
4-Tranmission line
5-Charles & Swift

۴-۴- تانسور امیدانس^۱

همان‌طور که قبلاً اشاره شد در مورد اکتشافات MT در یک زمین همگن یا لایه‌ای افقی رابطه بین میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به صورت (۱-۳) تعریف می‌شود. هرچند در یک زمین با ساختار دوبعدی یا سه بعدی که در طبیعت معمول تر می‌باشد، ساختار الکتریکی زیر سطحی را نمی‌توان با امیدانس اسکالر مختلط بیان کرد. برای چنین ساختارهایی رابطه بین میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در یک ایستگاه به وسیله تانسور امیدانس ارائه می‌شود.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} & Z_{xz} \\ Z_{yx} & Z_{yy} & Z_{yz} \\ Z_{zx} & Z_{zy} & Z_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (۸-۴)$$

در روش مگنتوتلوریک E_z به جز برای فرکانس‌های بسیار بالا تقریباً صفر است. به این دلیل که مؤلفه قائم میدان الکتریکی سریعاً میرا می‌شود.

برای یک ساختار دو بعدی تانسور امیدانس به این صورت می‌باشد (کنتول^۲ ۱۹۶۰).

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (۹-۴)$$

و یا

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y \quad (۱۰-۴)$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y$$

رابطه فوق نشان می‌دهد که مؤلفه میدان الکتریکی در یک جهت معین نه تنها به مؤلفه میدان مغناطیسی عمود بر آن بستگی دارد بلکه به مؤلفه موازی با آن نیز بستگی دارد. مؤلفه‌های تانسور امیدانس مختلط و تابعی از فرکانس می‌باشند. با توجه به رابطه $E = ZH$ تانسور امیدانس به صورت یک تابع تبدیل^۳ ظاهر می‌شود (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

1-Impedance tensor

2-Cantwell

3-Transfer function

در مورد یک ساختار یک بعدی $Z_{xx}=Z_{yy}=0$ و $Z_{xy}=-Z_{yx}$ بنابراین تانسور امیدانس برای چنین ساختاری در غیاب نویز به صورت زیر است (ووزوف، ۱۹۹۱).

$$Z_{1-D} = \begin{pmatrix} 0 & Z \\ -Z & 0 \end{pmatrix} \quad (11-4)$$

در مورد ساختار دو بعدی چنانچه یکی از محورها به موازات امتداد ساختار باشد:

$$Z_{xx} = Z_{yy} = 0$$

$$Z_{xy} \neq Z_{yx}$$

با این شرایط تانسور امیدانس برای داده‌های فاقد نویز به این صورت است:

$$Z_{2-D} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{yx} \\ Z_{xy} & 0 \end{pmatrix} \quad (12-4)$$

از آن جائیکه در زمان برداشت ندرتاً امتداد آنومالی را می‌دانیم بنابراین محورهای برداشت در زاویه‌های دلخواه نسبت به امتداد آنومالی قرار می‌گیرند بنابراین جهت تعیین امتداد ساختار، سعی می‌شود عناصر قطری تانسور امیدانس حذف شود البته چنانچه نویز داشته باشیم این عناصر حذف نمی‌شوند ولی می‌توان آن‌ها را می‌نیمم کرد. جهت بدست آوردن محورهای موازی و عمود بر امتداد آنومالی که به آنها محورهای اصلی^۱ نیز می‌گویند، محورهای برداشت را تحت زاویه θ به صورت ساعتگرد حول محور Z دوران می‌دهیم (ووزوف، ۱۹۹۱؛ تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰، کافمن و کلا، ۱۹۸۸).

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (13-4)$$

$$E' = RE \quad (14-4)$$

همچنین در مورد H نیز بدست می‌آید.

$$H' = RH \quad (15-4)$$

و بنابراین

$$Z'(\theta) = RZR^T \quad (16-4)$$

1-Principle axes

R^T ترانپاده R می‌باشد.

رابطه بین امپدانسهای تانسوری و امپدانسهای اصلی (Z'_{xx}, Z'_{yy}) به صورت زیر می‌باشد (کافمن و کلر، ۱۹۸۸).

$$Z'_{xx} = \frac{1}{2} [(Z_{xx} + Z_{yy}) + (Z_{xy} + Z_{yx}) \sin 2\theta + (Z_{xx} - Z_{yy}) \cos 2\theta] \quad (۱۷-۴)$$

$$Z'_{yy} = \frac{1}{2} [(Z_{xx} - Z_{yy}) + (Z_{xy} + Z_{yx}) \cos 2\theta - (Z_{xx} - Z_{yy}) \sin 2\theta] \quad (۱۸-۴)$$

$$Z'_{yx} = \frac{1}{2} [(Z_{xx} - Z_{yy}) + (Z_{xy} + Z_{yx}) \cos 2\theta - (Z_{xx} - Z_{yy}) \sin 2\theta] = -Z'_{xy}(\theta \pm \pi/2) \quad (۱۹-۴)$$

$$Z'_{xy} = \frac{1}{2} [(Z_{xx} + Z_{yy}) - (Z_{xy} + Z_{yx}) \sin 2\theta - (Z_{xx} - Z_{yy}) \cos 2\theta] = Z'_{yx}(\theta \pm \pi/2) \quad (۲۰-۴)$$

واضح است که پارامترهای Z_1, Z_2 به جهت محورهای اندازه‌گیری بستگی ندارند و مستقل از زاویه چرخش θ می‌باشد ولی پارامترهای Z_3, Z_4 متغیرهای چرخشی می‌باشند این پارامترها به این صورت تعریف می‌شوند (کافمن و کلر، ۱۹۸۸).

$$Z_1 = (Z_{xy} - Z_{yx}) / 2 = (Z'_{xy}(\theta) - Z'_{yx}(\theta)) / 2 \quad (\text{الف } ۲۱-۴)$$

$$Z_2 = (Z_{xx} + Z_{yy}) / 2 = (Z'_{xx}(\theta) + Z'_{yy}(\theta)) / 2 \quad (\text{ب } ۲۱-۴)$$

$$Z_3 = (Z_{xy} + Z_{yx}) / 2 \quad (\text{ج } ۲۱-۴)$$

$$Z_4 = (Z_{xx} - Z_{yy}) / 2 \quad (\text{د } ۲۱-۴)$$

زاویه θ باید طوری انتخاب شود که عناصر قطری تانسور Z' صفر و یا حداقل شود.

$$Z'(\theta_0) = \begin{pmatrix} 0 & Z'_{xy} \\ Z'_{yx} & 0 \end{pmatrix} \quad (۲۲-۴)$$

به این ترتیب عناصر غیر قطری $Z'(\theta_0)$ به عنوان مؤلفه‌های اصلی تانسور امپدانس شناخته می‌شوند که با استفاده از آن‌ها می‌توان مقاومت ویژه ظاهری و فاز را به صورت زیر به دست آورد (کافمن و کلر، ۱۹۸۸).

$$\rho'_{xy} = 0.2T|Z'_{xy}|^2 \quad ; \quad \phi'_{xy} = \tan^{-1}\left(\frac{\text{Im} Z'_{xy}}{\text{Re} Z'_{xy}}\right) \quad (23-4)$$

$$\rho'_{yx} = 0.2T|Z'_{yx}|^2 \quad ; \quad \phi'_{yx} = \tan^{-1}\left(\frac{\text{Im} Z'_{yx}}{\text{Re} Z'_{yx}}\right)$$

۱-۴-۴- محاسبه زاویه راستا

طبق قراردادی برای عناصر تانسوری، جهتی را در امتداد میدان الکتریکی تعریف می‌کنیم به این ترتیب که Z'_{xx} در جهت x' و Z'_{yy} در جهت y' و ... قرار می‌گیرند. چنانچه نمودارهای قطبی $|Z'_{xx}(\theta)|$ و یا $|Z'_{yy}(\theta)|$ را در امتداد x' رسم کنیم منحنی‌هایی حاصل می‌شود که به آنها نمودارهای قطبی امپدانس^۱ گفته می‌شود. یکی از روشهای تعیین زاویه راستای θ رسم نمودارهای قطبی امپدانس می‌باشد که زاویه مناسب از حداقل کردن و حداکثر کردن ترکیب‌های Z_{ij} به دست می‌آید. این نمودارها معمولاً در فرکانس‌های مختلف رسم می‌شود، چون اغلب جهت امتداد با عمق تغییر می‌کند. یکی دیگر از روش‌های رایج در محاسبه زاویه چرخش محاسبه θ_0 با استفاده از رابطه زیر می‌باشد (سویفت، ۱۹۶۷).

$$4\theta_0 = \tan^{-1} \frac{2 \text{Re}(Z_3 Z_4^*)}{|Z_4|^2 - |Z_3|^2} \quad (24-4)$$

زوایای راستا که به این ترتیب به دست می‌آیند ۹۰ ابهام دارند در نتیجه تنها با استفاده از عناصر تانسور امپدانس نمی‌توان زاویه راستای منحصر به فردی به دست آورد (تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰؛ دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ ووزوف، ۱۹۹۱، چارلز و سویفت، ۱۹۷۱).

۵-۴- تابع تبدیل مغناطیسی^۲ (Tipper)

رابطه بین مولفه‌های عمودی و افقی مجموع میدان‌های مغناطیسی خارجی و داخلی به صورت زیر

می‌باشد:

$$H_z = T_x H_x + T_y H_y \quad (25-4)$$

1-Impedance polar diagrams

2-Magnetic transfer function

T_x ، T_y توابع تبدیل مغناطیسی یا همان tipper می‌باشند که توابع مختلط فرکانسی هستند نسبت بین مولفه‌های افقی و عمودی، به تغییرات جانبی رسانندگی خیلی حساس می‌باشد. مولفه افقی عمود بر مرز دو محیط رسانا در سمت تماس با رسانایی بالاتر خیلی سریع افزایش می‌یابد در حالیکه مولفه عمودی در سمت دارای رسانایی پایین تر افزایش می‌یابد. در یک زمین دو بعدی، مولفه‌های میدان مغناطیسی حاصل از قطبش TE می‌توانند نشانگر تغییرات جانبی رسانندگی محیط باشد. واضح است که در وضعیت TM مولفه قائم میدان مغناطیسی صفر است و در حالت قطبش TE به دلیل اینکه $H_x=0$ می‌باشد رابطه (۲۷-۴) به شکل زیر ساده می‌شود (ووزوف، ۱۹۹۱). (امتداد ساختار در جهت x می‌باشد)

$$H_z = T'_y H'_y \quad (۲۶-۴)$$

توابع تبدیل را می‌توان به صورت بردار نمایش داد:

$$T = T_{xx} + T_{yy} \quad (۲۷-۴)$$

که به بخش‌های حقیقی و موهومی تقسیم می‌شوند (ووزوف، ۱۹۹۱؛ مرادزاده، ۱۹۹۸؛ کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

$$T_x = a + jb; T_y = C + jd \quad (۲۸-۴) \text{ الف}$$

$$|T|^2 = |T_x|^2 + |T_y|^2 \quad (۲۸-۴) \text{ ب}$$

$$P, Q(w) = \text{Re}, \text{Im}[T_x(w)]x + \text{Re}, \text{Im}[T_y(w)]y \quad (۲۹-۴)$$

$$L_{P,Q} = (\text{Re}, \text{Im}(T_x)^2 + \text{Re}, \text{Im}(T_y)^2)^{1/2} \quad (۳۰-۴) \quad \text{طول بردار } L_{P,Q}$$

$$\varphi_{P,Q} = \text{Arc tan} \frac{\text{Re}, \text{Im}(T_y)}{\text{Re}, \text{Im}(T_x)} \quad (۳۱-۴) \quad \text{جهت بردار } \varphi_{P,Q} \text{ (نسبت به محور } x)$$

روش رایج در بدست آوردن امتداد ساختار دوبعدی چرخش دستگاه مختصاتی می‌باشد.

$$H_z = (T_x T_y) R^T R \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (۳۲-۴)$$

R ماتریس چرخش و R^T ترانپاده R می‌باشد. θ زاویه‌ای است که در آن T'_y حداقل می‌شود که در حالت دوبعدی به راحتی می‌توان نشان داد که تنها در راستای عمود بر امتداد ساختار است که T'_y حداقل می‌شود و زاویه θ به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\theta = \text{Arctan}\left(\frac{T'_y}{T'_x}\right) \quad (33-4)$$

که θ یک عدد حقیقی می‌باشد.

در حالت سه بعدی نسبت $\frac{T'_y}{T'_x}$ مختلط می‌باشد که به دو طریق θ تعریف می‌شود (جاپ^۱ و ووزوف، ۱۹۷۶). اولین تعریف به صورت

$$\theta_1 = \frac{(a^2 + c^2) \arctan(c/a) + (b^2 + d^2) \arctan(a/b)}{|T|^2} \quad (34-4)$$

و دومین تعریف نیز به صورت زیر ارائه شده است (سیمز و همکاران^۲، ۱۹۷۱).

$$\theta_2 = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2(ac + bd)}{(a^2 + b^2) - (c^2 + d^2)}\right) = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2 \text{Re}(T'_x T'_y^*)}{|T'_x|^2 - |T'_y|^2}\right) \quad (35-4)$$

θ_2 متناظر با راستایی است که T'_y حداکثر می‌شود و θ_1 متناظر با راستایی است که مولفه قائم میدان دارای بیشترین همدوسی^۳ با میدان افقی می‌باشد. هر دوی معادلات در زمین دوبعدی به معادله (۳۳-۴) تقلیل می‌یابند. مقادیر tipper به دلیل اینکه H_z ضعیف است کمتر از ۱ می‌باشد و جهت tipper ناهمگنی را نشان می‌دهد. و واضح است که مقدار آن برای مدل یک بعدی صفر است ($H_z=0$) در تفسیر tipper از پیکان‌های القایی استفاده می‌شود که بزرگی و جهت این پیکان‌ها از روابط (۲۸-۴) ب) و (۳۳-۴) بدست می‌آید که البته چون tipper یک کمیت مختلط است جهت پیکان‌های القایی هم برای قسمت موهومی و هم قسمت حقیقی تعریف می‌شود. که جزء حقیقی بردار القایی تمایل دارد که از مقدار رسانایی بالاتر به سمت رسانایی کمتر جهت‌گیری کند. جهت tipper به طور مثبت و ساعتگرد نسبت به نصف‌النهار ژئو

1-Jupp
2-Sims et al
3-Coherency

مغناطیسی محلی، اندازه‌گیری می‌شود پس مقدار آن از -180 تا 180 تغییر می‌کند. این پارامتر نسبت به اثر جابه‌جایی استاتیکی حساس نیست (مرادزاده، ۱۹۹۸).

۴-۶. پارامترهای شاخص جهت تعیین بعد ساختار

با توجه به نامتغیرهای چرخشی (۴-۲۱ الف) و (۴-۲۱ ب) می‌توان پارامترهای زیر را تعریف کرد (تلفورد و همکاران، ۱۹۹۰؛ ووزوف، ۱۹۹۱).

$$\alpha = \frac{|Z_2|}{|Z_1|} \quad (۴-۳۶)$$

این نسبت را Skew می‌نامند که نامتغیر چرخشی می‌باشد. واضح است که در مدل‌های یک بعدی و دو بعدی (فاقد نویز) مقدار $\alpha = 0$ می‌باشد پس این پارامتر به نوعی در تعیین بعد مدل به کار می‌رود. پارامتر دیگر بیضی وارگی^۱ می‌باشد

$$\beta(\theta) = \frac{|Z_4|}{|Z_3|} \quad (۴-۳۷)$$

این کمیت نیز برای مورد یک بعدی (فاقد نویز) و مورد دو بعدی که محور x یا y آن به موازات امتداد ساختار باشد، صفر است این کمیت نیز می‌تواند در تعیین سه بعدی بودن ساختار مفید باشد. پارامتر دیگری که با استفاده از توابع تبدیل مغناطیسی تعریف می‌شود انحراف (S) می‌باشد که به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$S = \frac{2(ad - bc)}{|T|^2} \quad (۴-۳۸)$$

این پارامتر نیز یک نامتغیر چرخشی است که برای ساختارهای یک بعدی و دو بعدی فاقد نویز صفر است و معیاری برای تعیین سه بعدی بودن ساختار می‌باشد. اما پارامترهای تعریف شده فوق جهت تعیین بعد ساختار زیر سطحی چندان قابل اعتماد نیستند به این دلیل که مثلاً در مورد پارامتر Skew چنانچه

1-Ellipticity

داده‌ها آلوده به مقداری نویز باشد، یا متأثر از یک ساختار سه بعدی زیر سطحی باشد، این پارامتر در مورد ساختار دو بعدی دیگر صفر نیست. به همین منظور پارامتر دیگری به نام phase sensitive skew صورت زیر تعریف شد (بهر^۱، ۱۹۹۱، ۱۹۸۸).

$$\eta = \frac{C^{1/2}}{|Z_1|} \quad (39-4)$$

$$C = [\text{Im}(Z_3.Z_4^*)] - [\text{Im}(Z_1.Z_2^*)] \quad (40-4)$$

مسئله مهم دیگری نیز وجود دارد و آن عدم توافق در مورد محدوده پارامتر Skew می‌باشد جهت ساختار سه بعدی می‌باشد. با توجه به نتایج مدلسازی سه بعدی، برخی از دانشمندان محدوده پارامتر فوق ۰/۲ و ۰/۱۲ تعریف کردند (ردی و همکاران^۲، ۱۹۷۷؛ تینگ و هومن^۳، ۱۹۸۱). در صورتی سایر دانشمندان با توجه به تاثیر انحرافات سطحی، بزرگی این پارامتر را بین ۰/۰۰۱ تا ۰/۷۲ تعریف کردند (هرمنس^۴، ۱۹۸۲). بنابراین به طور دقیق نمی‌توان با استفاده از این پارامتر سه بعدی بودن ساختار زیر سطحی را تعیین کرد. روشی که جهت تعیین بعد ساختار زیر سطحی پیشنهاد شد استفاده از وزن‌های ابعادی نرمالیزه (D_1) (D_2 , D_3)، برای ساختار زمین می‌باشد. دامنه این مولفه می‌تواند جهت نشان دادن سهم نسبی اثرات سه بعدی، دو بعدی و یک بعدی ساختارهای زیر سطحی استفاده شود (بیمیش^۵، ۱۹۸۶). این وزن‌ها به صورت زیر تعریف می‌شوند.

$$D_1 = \frac{|Z_1|}{\gamma}$$

$$D_2 = \frac{|M_1|}{\gamma}$$

$$D_3 = \frac{|Z_2|}{\gamma}$$

$$\gamma = |Z_1| + |M_1| + \frac{(|Z_2| + |M_2|)}{2} \quad (41-4)$$

-
- 1-Bahr
 - 2-Reddy et al
 - 3-Ting & Hohmann
 - 4-Hermance
 - 5-Beamish

$$M_1 = \frac{[Z'_{xy}(\theta_0) + Z'_{yx}(\theta_0)]}{2}$$

$$M_2 = \frac{[Z'_{xx}(\theta_0) - Z'_{yy}(\theta_0)]}{2}$$

که در معادلات فوق Z_1 , Z_2 نامتغیرهای چرخشی رابطه (۴-۲۴) می‌باشند و θ_0 زاویه چرخشی است که تحت آن $|M_1|$ ماکزیمم می‌شود. این وزن‌ها نیز نسبت به نویز و اثر ناهمگنی‌های سه بعدی سطحی حساسیت کمتری دارند.

فصل پنجم:

برداشت صحرائی

برداشت صحرائی

۵-۱- سنسورهای میدان الکتریکی و مغناطیسی

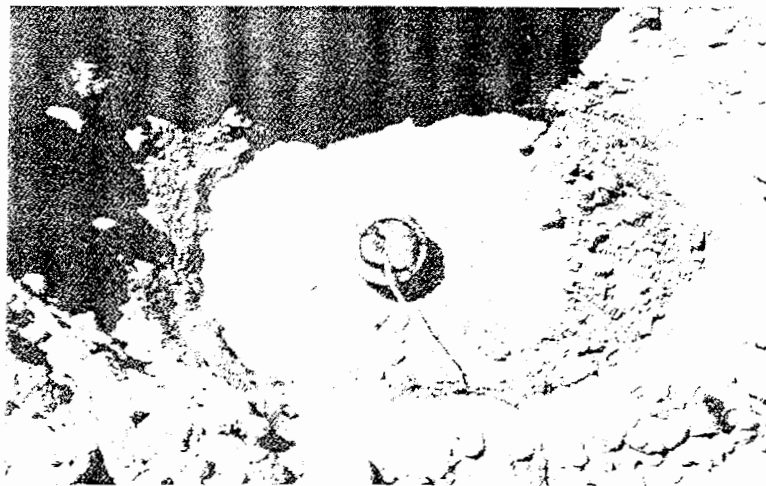
هر ایستگاه اندازه‌گیری MT شامل سنسورهای میدان الکتریکی و مغناطیسی می‌باشد. دستگاه مختصاتی که در هر ایستگاه MT بنا نهاده می‌شود دارای محور Z به سمت پایین می‌باشد. میدان مغناطیسی به طور برداری با اندازه‌گیری هر سه مولفه در امتداد سه محور مختصاتی، اندازه‌گیری می‌شود. این مولفه‌ها به وسیله سیم‌پیچ‌های القایی^۱ (شکل ۵-۱) یا مگنتومتر^۲ SQUID اندازه‌گیری می‌شود. طرح‌های مختلفی از مگنتومترهای سیم‌پیچ القایی وجود دارد. اما در اصل همه آنها شامل یک مغزه با نفوذپذیری مغناطیسی بالا که توسط سیم مسی سیم‌پیچی شده است. مگنتومترهای SQUID به ویژه در فرکانس‌های پایین معمولاً حساس‌تر می‌باشند. البته هر یک از این سنسورها دارای مزایا و معایبی می‌باشند سیم‌پیچ‌های القایی، بزرگ و سنگین می‌باشند در صورتی که مگنتومترهای SQUID آسانتر نصب و حمل می‌شوند به دلیل اینکه هر سه مولفه داخل یک وسیله طراحی شده است. اما این مگنتومتر به دلیل نیاز به هلیوم مایع که باید در دمای مناسبی جهت ارائه ابر رسانایی حفظ شود. در مناطقی که فراهم کردن این شرایط سخت است دچار مشکل می‌شود. میدان الکتریکی توسط اندازه‌گیری اختلاف پتانسیل بین یک جفت الکتروود زمینی صورت می‌گیرد (شکل ۵-۲). جهت اجتناب از حضور چشمه نویزی ناشی از تماس الکتروودها با زمین بهتر است از الکتروودهای غیر قابل پلاریزه استفاده شود (ووزوف، ۱۹۹۱). شکل ۵-۳ طرحی از سیستم اندازه‌گیری میدان‌ها را در روش MT نشان می‌دهد.

1-Induction coils

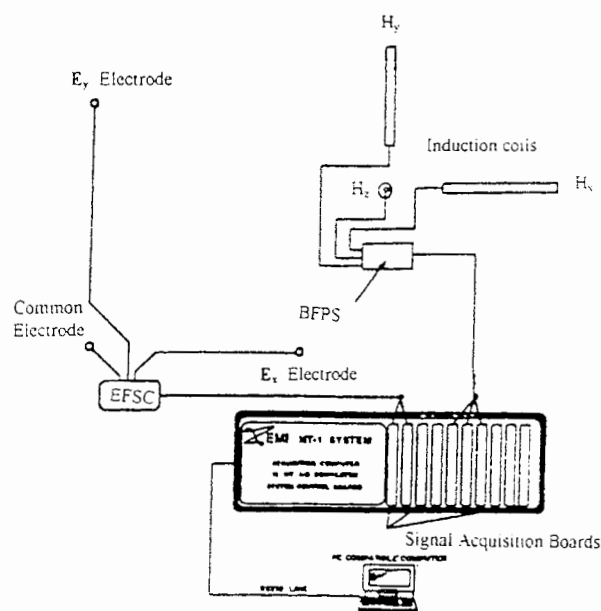
2-Super Conducting Quantum Interference



شکل ۵-۱- سیم‌پیچ القایی نصب شده در ایستگاه MT (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).



شکل ۵-۲- الکتروود نصب شده در یک ایستگاه MT (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).



شکل ۵-۳- سیستم اندازه‌گیری مؤلفه‌های میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی (مرادزاده، ۱۹۹۸).

۵-۲- روش‌های صحرائی

روش صحرائی دقیق شاید برای بدست‌آوردن نتایج موفق در MT بسیار مهمتر از سایر روش‌های EM است چون در این روش میدان‌های بسیار کوچک می‌باشند. انتخاب ایستگاه و نصب سنسور دو فاکتور مهم در تعیین کیفیت داده‌هاست. در انتخاب محل ایستگاه‌ها می‌بایست حتی‌الامکان می‌بایست حتی الامکان از چشمه‌های نویز که باعث انحراف میدان‌های مغناطیسی و یا الکتریکی می‌شود دوری گردد. چشمه‌های نویز شامل خطوط برق، خطوط لوله، راه‌آهن، فنسپای الکتریکی، پمپهای آبرسانی و فرستنده‌های رادیویی، در شهرها نیز ترافیک وسایط نقلیه و حتی عابرین پیاده، ساختارهای فلزی مانند تیرک پرچم، تخته‌اعلانات و... و یا حرکت سنسورها به هنگام وزش باد می‌باشد که می‌تواند میدان‌های مغناطیسی را منحرف کند. رساناهای بزرگ زیرزمینی مانند نهرهای سرپوشیده، مدارهای زیرزمینی برق و تلفن می‌تواند میدان‌های الکتریکی را منحرف کند. البته در مورد هر یک از موارد ذکر شده میزان تاثیر آن و در نتیجه محل ایستگاه فرق می‌کند. فاصله از چشمه‌های فعال مانند خطوط راه‌آهن و خطوط لوله و فنسپای فلزی حداقل ۱km، فاصله از رساناهای غیرفعال، ترافیک وسایط نقلیه حدود ۱۰۰m و دوری از

عوامل غیر فعالتر مثل اشیاء ساکن حدود ۱۰۰m می‌باشد. سیم‌پیچ‌های القایی تا آن جا که امکان دارد باید از ریشه درختان دور باشند چون وزش باد موجب حرکت درختان می‌شود. الکترودها باید حداقل چند ساعت و ترجیحا یک روز قبل از استفاده نصب شوند. تا آنجا که به سیستم شانس رسیدن به تعادل داده شود. جهت کم کردن مقاومت الکترودها. اضافه کردن آب شود به اطراف الکتروود لازم است البته اینکار همیشه در کاهش مقاومت به اندازه کافی موثر نیست. بنابراین جائیکه مقاومت به طور قابل ملاحظه‌ای بالاست از نصب چند الکتروود به طور موازی استفاده می‌گردد (ووزوف، ۱۹۹۱؛ دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

فصل ششم:

بررسی عوامل منحرف کننده نتایج

بررسی عوامل منحرف کننده داده های MT

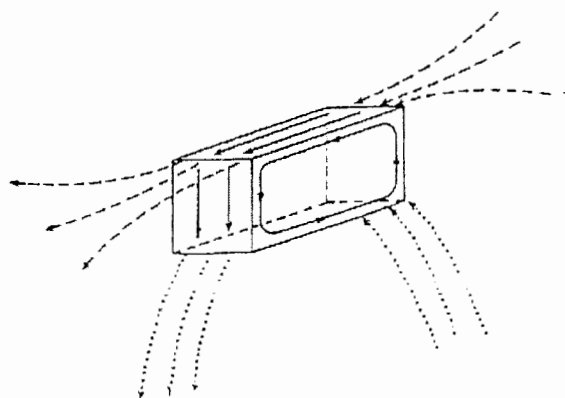
۱-۶. انحرافات گالوانیکی^۱ تلوریکی و مغناطیسی

توابع انتقال می‌توانند توسط جریان‌های مستقیم متاثر شوند که در MT به این حالت انحراف گالوانیکی اطلاق می‌شود که توسط اجسام رسانای محلی، ساختارهای سه‌بعدی کوچک ایجاد می‌شود. این انحراف می‌تواند اکتشاف منطقه‌ای زیرزمین را دچار خدشه کند. پس هدف، حذف این اثر و بازیابی اطلاعات منطقه‌ای می‌باشد. این آنومالی‌های محلی باید در اعماق کمتر از عمق پوسته میدان‌های الکترومغناطیسی القایی مورد نظر باشند تا اثرات القایی آنها قابل صرفه‌نظر کردن باشد و تنها اثر الکترو استاتیکی DC آنها وجود داشته باشد. میدان‌های الکترومغناطیسی غیر عادی هم فاز با میدان منطقه‌ای نیز به وجود می‌آید. شدت و راستای جریان‌های DC به تفاوت رسانایی بین فضای منطقه‌ای و آنومالی محلی و همچنین هندسه آن‌ها بستگی دارد. در این حالت که یک مدل دو بعدی منطقه‌ای توسط آنومالی‌های محلی کم عمق پیشنهاد شده در MT به عنوان مدل برهم‌نهی^۲ شناخته می‌شود که در آن انحراف گالوانیکی (جریان‌ات DC ایجاد شده توسط آنومالی‌ها) میدان‌های منطقه‌ای را تحت تاثیر قرار می‌دهد (نقی زاده، ۱۳۸۲).

اثرات توده‌های سه بعدی روی میدان‌های MT به سه دسته تقسیم می‌شوند. انحراف جریان عمودی^۳، انحراف ناشی از جریان افقی و القای محلی (شکل ۱-۶). انحراف جریان همچنین جریان کاناله^۴

1-Galvanic distortion
2-Superposition model
3-Current distortion
4-Channeling current

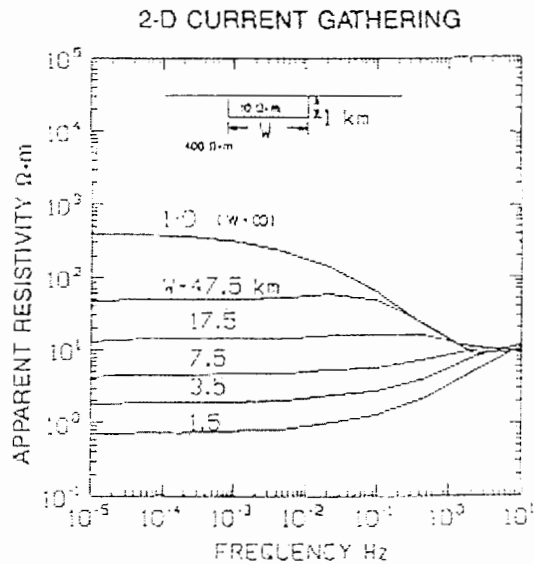
نیز نامیده می‌شود (ووزوف، ۱۹۹۱). انحراف جریان عمودی برای قطبش TM در مدل های دو بعدی رخ می‌دهد (مادن، ۱۹۷۱).



————— Local induction
 - - - - - Horizontal Current Gathering
 Vertical Current Gathering

شکل ۶-۱- الگوهای شارش جریان به واسطه حضور رسانای سه بعدی در یک سنگ میزبان مقاومتر (ووزوف، ۱۹۹۱).

شکل ۶-۲ اثر عرض یک توده دو بعدی قرار گرفته در سطح یک نیم فضای یکنواخت را نشان می‌دهد. در این شکل مقاومت ویژه ظاهری بر حسب فرکانس برای عرضهای مختلف توده رسم شده است. برای ساختار یک بعدی $W \rightarrow \infty$ می‌باشد. کاهش مقاومت ویژه در فرکانس‌های پایین وقتی که توده باریکتر می‌شود، قابل ملاحظه می‌باشد و نشان می‌دهد که چطور رساناهای محلی کوچک می‌توانند. جابه‌جاییهای استاتیکی مهمی را ایجاد کنند. لازم به ذکر است که انحرافات جریان تنها در توده‌های سه بعدی رخ می‌دهد (ووزوف، ۱۹۹۱).



شکل ۶-۲- اثر انحراف جریان عمودی روی مقاومت ویژه ظاهری برای E عمودی در یک مدل دو بعدی W عرض توده رسانا می‌باشد و نقطه مشاهده مرکز توده روی سطح می‌باشد (ووزوف، ۱۹۹۱).

همان‌طور که در بخش ۴-۱ نیز به آن اشاره شد، میدان‌های الکتریکی موجب ایجاد بار روی لبه‌های توده شده و بنابراین باعث ایجاد اثرهای استاتیکی تا فواصل زیاد می‌کند. وقتی مدل با اضافه کردن لایه‌هایی زیرین در و نهشته^۱ پیچیده می‌شود، این لایه‌ها در توانایی جذب توسط توده موثر خواهند بود. حتی در بعضی از موارد قادر به جذب جریان از گوشته هادی می‌شوند (ووزوف، ۱۹۹۱). یک رسانای سطحی برای جذب جریان از زیر گوشته هادی می‌بایست بسیار عریض باشد (پارک و همکاران^۲ ۱۹۸۳). در فرکانس‌های پایین اثر جریان‌های کاناله شروع به مستقل شدن از فرکانس می‌کند ولی اثرهای القایی محلی متناسب با فرکانس باقی می‌ماند (پارک، ۱۹۸۵؛ وست و ادواردز^۳، ۱۹۸۵). تحت فرض‌های اشاره شده در بالا، انحراف میدان الکتریکی منطقه‌ای توسط ناهمگنی‌های محلی در MT به عنوان انحراف گالوانیکی تلوریک شناخته می‌شود. در فرکانس‌های پایین این اثر به دلیل این که دامنه‌های میدان‌های منطقه‌ای کاهش می‌یابد، چشمگیرتر می‌شود. اثر جابه‌جایی استاتیکی مربوط به این نوع انحراف است.

1-Inlier

2-Park et al

3-West & Edwards

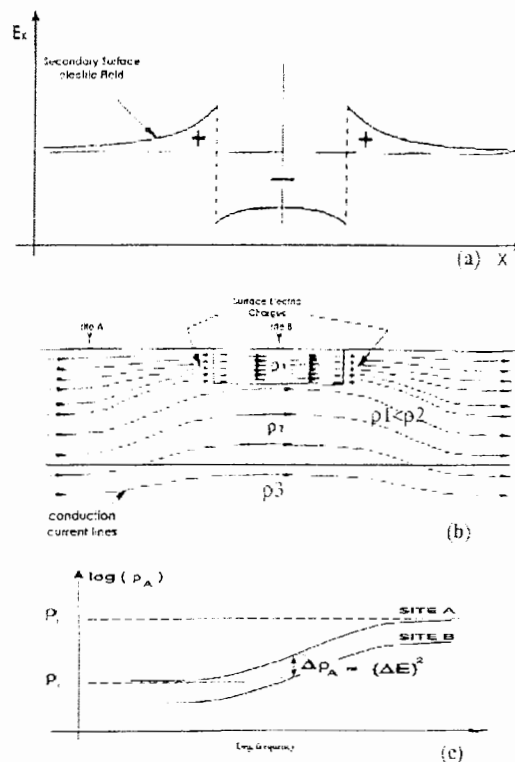
جریان‌های DC، میدان‌های مغناطیسی غیر عادی^۱ القا می‌کنند که متناسب و همفاز با میدان‌های الکتریکی منطقه‌ای می‌باشد (گروم و بایلی^۲، ۱۹۹۱) دامنه این میدان‌های مغناطیسی متناسب با ریشه دوم فرکانس کاهش می‌یابد این اثر تحت عنوان انحراف گالوانیکی مغناطیسی، شناخته می‌شود که در فرکانس‌های پایین‌تر با افزایش قابل ملاحظه عمق نفوذ میدان EM در مقایسه با ابعاد ساختار محلی، از اثر انحراف تلوریکی کوچکتر می‌شود. بنابراین اثر مغناطیسی را در فرکانس‌های پایین‌تر می‌توان صفر در نظر گرفت. حضور ناهمسانگردی نیز می‌تواند به عنوان یک انحراف‌دهنده گالوانیکی باشد با این شرط که ابعاد آن کوچکتر از عمق نفوذ میدان‌ها باشد. ناهمسانگردی‌ها می‌تواند موجب کانالیزه شده جریان شود (ووزوف، ۱۹۹۱).

۱-۱-۶- بررسی اثر جابه‌جایی استاتیکی

ناهمگنی‌های زیر سطحی در مقیاس کوچک بسیار مهم می‌باشند. آنها باعث می‌شوند که آنومالی‌های زیرسطحی کم عمق‌تر یا عمیق‌تر ظاهر شوند که این بستگی به مقاومت ویژه توده زیر سطحی دارد. این پدیده مستقل از فرکانس است. علت ایجاد چنین پدیده‌ای ناشی از میدان الکتریکی افقی E است که در عبور از عرض ناهمگنی جانبی، ناپیوسته می‌باشد (ووزوف، ۱۹۹۱؛ دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸). شکل ۳-۶ الف تغییر میدان الکتریکی را به هنگام عبور از ناهمگنی نشان می‌دهد.

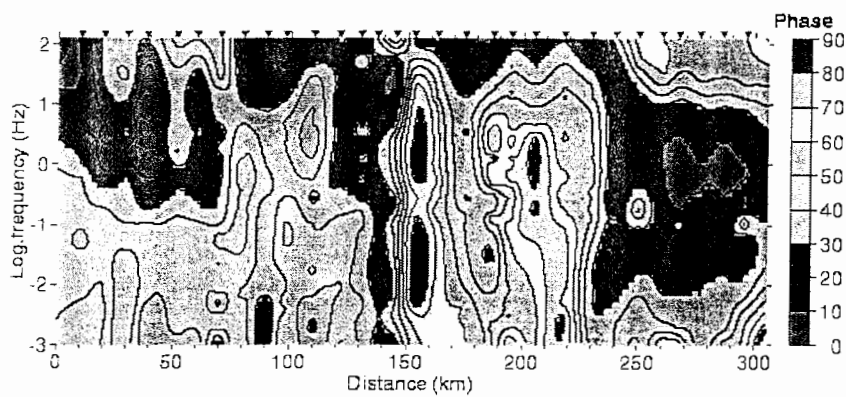
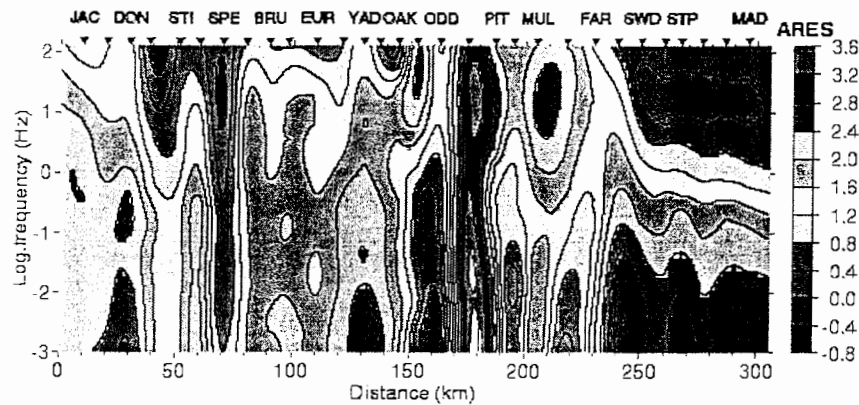
1-Anomalous magnetic field

2-Groom & Bailey



شکل ۳-۶- الف - تغییر میدان الکتریکی عمود بر امتداد ساختار در مجاورت ناهمگنی جانبی ب- جریان کاناله در زون هادی ج - کاهش مقاومت ویژه ظاهری در تمام فرکانسها در ایستگاه B (مرادزاده، ۲۰۰۳).

در تمام طول فرکانس و مقاومت ویژه، عمق پوسته در ناهمگنی از ابعاد آن بزرگتر می باشد میدان الکتریکی داخل ناهمگنی به طور یکنواخت کاهش می یابد. این کاهش در میدان الکتریکی، مقاومت ویژه الکتریکی محاسبه شده را نیز کاهش می دهد این اثر روی تمام فرکانسها ثابت است و وقتی داده های بدست آمده را در مقیاس لگاریتمی ترسیم کنیم تمام منحنی مقاومت ویژه ظاهری به طرف پایین جابه جا می شود. (شکل ۳-۶ ب) جهت آشکار کردن جابه جایی استاتیکی در داده های MT، این داده ها به صورت منحنی های مقاومت ویژه و فاز بر حسب فرکانس یا شبه مقطع در امتداد پروفیل ترسیم می شوند. در شبه مقطع مقاومت ویژه بر حسب فرکانس در امتداد یک پروفیل جابه جایی استاتیکی به صورت سری زون های نواری عمودی موازی با محور فرکانس مشاهده می شود. در حالیکه زون های عمودی توسط شبه مقطع فازی در امتداد پروفیل حمایت نمی شوند (شکل ۴-۶).



شکل ۶-۴- شبه مقطع‌های مقاومت ویژه مربوط به قطبش TM (ρ_{yx} بالا) و فازی (پایین) در امتداد پروفیل. محل

ایستگاه‌ها به صورت مثلث وارون مشخص شده است (مرادزاده، ۲۰۰۳).

جهت به دست آوردن یک تفسیر دقیق از داده‌های MT، اثرات ناهمگنیهای کوچک نزدیک سطح روی داده‌های مقاومت ویژه ظاهری می‌بایست به گونه‌ای کاهش یابد، متأسفانه مقدار جابه‌جایی استاتیکی برای هر ایستگاه نمی‌تواند به طور مستقیم از سر داده‌های رایج MT تعیین گردد.

روش‌های مختلفی جهت حذف اثر جابه‌جایی استاتیکی وجود دارد مانند روش‌های آماری، فیلتر کردن، میانگین‌گیری فضایی روش EMAP^۱ و یا استفاده از نامتغیرهای چرخشی (مرادزاده، ۲۰۰۳).

یکی از این روشها میانگین‌گیری فضایی داده‌های مقاومت ویژه ظاهری با استفاده از پنجره هنینگ^۲

با فرمول زیر می‌باشد

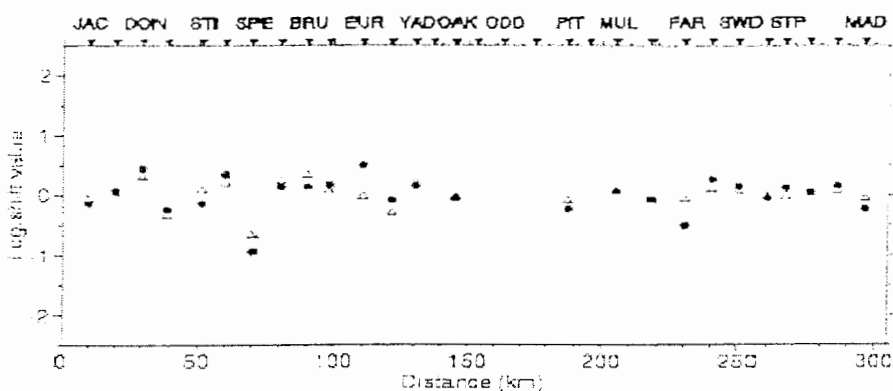
1-Electromagnetic Array aprofiling
2-Hanning window

$$\begin{cases} H(x) = \left\{ 1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{w}\right) \right\} & |x| \leq w/2 \\ H(x) = 0 & |x| > w/2 \end{cases} \quad (1-6)$$

در این رابطه x مسافت و w عرض پنجره و H بزرگی وزن داده شده توسط پنجره است.

در این روش ابتدا میانگین حسابی لگاریتم مقاومت ویژه ظاهری در هر ایستگاه محاسبه می‌شود، سپس میانگین فضایی آن بوسیله وزن‌دهی ایستگاه‌های اطراف با استفاده از پنجره هنینگ با عرض w محاسبه می‌گردد پس از محاسبه برای هر ایستگاه منحنی‌های مقاومت ویژه ظاهری توسط مقدار اختلاف (میانگین حسابی - میانگین فضایی) جابه‌جا می‌شود.

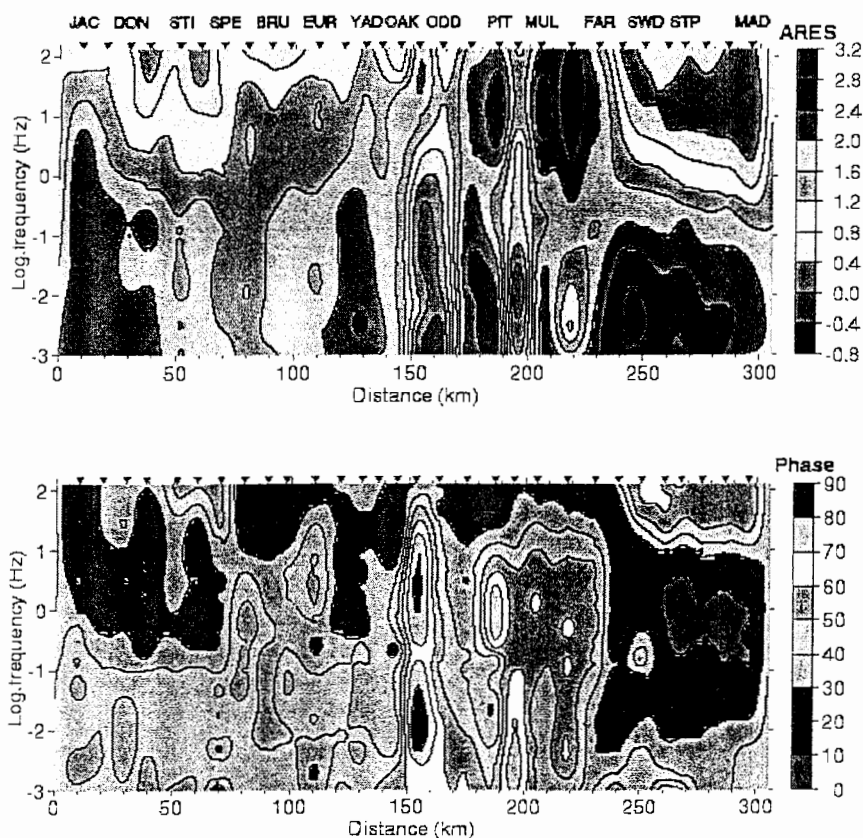
مقادیر جابه‌جایی استاتیکی هر ایستگاه و وضعیت قطبش MT در شکل ۵-۶ رسم شده است. مقادیر منفی جابه‌جایی استاتیکی بیان می‌کند که مقاومت ویژه اندازه‌گیری شده از مقدارش در غیاب آنومالی منحرف‌کننده تنزل داده شده است. از داده‌های شکل ۳-۵ مشخص است که جابه‌جایی‌های استاتیکی کوچک و مجموع آنها هم برای TE و هم TM تقریباً صفر می‌باشد.



شکل ۵-۶- مقدار جابه‌جایی استاتیکی وضعیت‌های TM (دایره‌های توپر) و TE (مثلث‌های توخالی) برای هر ایستگاه در امتداد پروفیل (مرادزاده، ۲۰۰۳).

در مرحله بعدی، فاکتورهای جابه‌جایی استاتیکی محاسبه شده در داده‌های مقاومت ویژه ظاهری هر وضعیت قطبش به کار گرفته شده و داده‌های تصحیح شده در شکل ۶-۶ به صورت شبه مقطع برای

قطبش TM ارائه می‌شود. از این شکل به خوبی مشخص است که داده‌های مقاومت ویژه ظاهری توسط داده‌های فازی حمایت می‌شود. (مقایسه شکل ۶-۶ و ۴-۶). اگر چه مقادیر جابه‌جایی‌های استاتیکی کوچک می‌باشد ولی با این وجود آن‌ها بسیار مهم می‌باشند. این روش به خوبی اثر جابه‌جایی‌های استاتیکی را هموار کرده است (مرادزاده، ۲۰۰۳).



شکل ۶-۶- شبه مقطع‌های جابه‌جایی‌های استاتیکی تصحیح شده مربوط به قطبش TM داده‌های ρ_{yx} (بالا) و فاز (پایین) (مرادزاده، ۲۰۰۳)

۲-۱-۶- مقادیر ویژه امپدانس برای یک مدل دو بعدی

جهت بدست آوردن تقریبی از تانسور امپدانس منطقه‌ای دوبعدی تحت انحراف گالوانیکی سه بعدی روشی را به این صورت ارائه گردید (ایگرز^۱، ۱۹۸۲). که در این روش رابطه زیر بین میدان‌ها با فرض $E^i \cdot H^i = 0$ در نظر گرفته شد.

$$E^i = \Lambda^i H^i \quad (2-6)$$

$i = 1, 2$

در واقع یک جفت حالت ویژه با دو مقدار ویژه λ^i که به این طریق بدست می‌آید.

$$\Lambda^i = \begin{pmatrix} 0 & \lambda^i \\ -\lambda^i & 0 \end{pmatrix} \quad (3-6)$$

$$E^i = ZH^i = \lambda^i H^i \Rightarrow (Z - \Lambda)H^i = 0$$

جواب از تابع مشخصه $\det(Z - \Lambda) = 0$ بدست می‌آید که یک معادله مربعی برحسب مقادیر مشخصه λ_i می‌باشد.

$$\det Z - (Z_{xy} - Z_{yx})\lambda_i + \lambda_i^2 = 0$$

که دو مقدار مشخصه بدست می‌آید مقادیر ویژه λ^1, λ^2 متناظر با مولفه‌های امپدانس حالت قطبش TE (=yx) , TM (=xy) سیستم مختصات منطقه‌ای می‌باشد.

$$Z'_{xy}, Z'_{yx} = -\frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\alpha^2 - 4 \det|Z|} \quad (4-6)$$

که $\alpha = (Z_{yy} - Z_{xx})$ می‌باشد و Z'_{xx}, Z'_{yy} مولفه‌های تانسور منطقه‌ای Z_r می‌باشد.

$$Z_r = \begin{pmatrix} 0 & Z'_{xy} \\ Z'_{yx} & 0 \end{pmatrix}$$

مقادیر α و $\det|Z|$ نامتغیر چرخشی می‌باشند. بدین ترتیب مقادیر ویژه نامتغیر چرخشی بوده و تانسور منطقه‌ای را بدون آگاهی از امتداد ساختار بازیابی می‌کنند.

در این حالت مقادیر ویژه بسته به محل آنومالی‌های سه بعدی وابسته به محل ایستگاه می‌باشند. در حالت انحراف ضعیف، یعنی وقتی میدان الکتریکی به مقدار کمی از میدان‌های الکتریکی منطقه‌ای منحرف شده باشد. مقادیر ویژه بطور خیلی دقیقی امیدانس‌های دو بعدی را بازیابی می‌کنند. همچنین با افزودن نویز، مقادیر ویژه حالت پایداری را نسبت به مولفه‌های تانسور امیدانس چرخانده شده به سیستم منطقه‌ای نشان داده‌اند. (گروم و بایلی، ۱۹۹۱؛ ووزوف، ۱۹۹۱؛ نقی زاده، ۱۳۸۲).

۳-۱-۶- تانسور انحراف گالوانیکی تلوریکی و مغناطیسی

در حالتی که انحراف گالوانیکی تلوریکی پاسخ منطقه‌ای دو بعدی را تحت تاثیر قرار داده، مولفه‌های تانسور امیدانس اندازه‌گیری شده (Z) در سیستم مختصات منطقه‌ای مناسب و هم‌فاز با مولفه‌های امیدانس منطقه‌ای Z_r و به شکل زیر خواهد بود (ووزوف، ۱۹۹۱).

$$Z = D_e Z_r = D_e \begin{pmatrix} 0 & Z'_{xy} \\ Z'_{yx} & 0 \end{pmatrix} \quad (۵-۶)$$

که D_e تانسور انحراف تلوریکی با اعداد حقیقی مستقل از فرکانس می‌باشد، که پیامد جریان انحراف‌دهنده‌ای است که هم‌فاز با میدان الکتریکی منطقه است. پس میدان الکتریکی مشاهده شده E به صورت $E = D_e E^T$ می‌باشد با توجه به فرضیات انحرافات گالوانیکی یک روش تجزیه تانسوری را ارائه شد (گروم و بایلی، ۱۹۸۹). که در آن ماتریس انحراف D_e را به سه تانسور و یک عدد حقیقی تقسیم می‌شود که در سیستم مختصات ساختار دوبعدی منطقه‌ای، امیدانس اندازه‌گیری شده Z به صورت زیر بیان می‌شود (ووزوف، ۱۹۹۱؛ نقی زاده، ۱۳۸۲).

$$Z = D_e Z_r = (gTSA)Z_r \quad (۶-۶)$$

g یک عدد حقیقی است و فاکتور کسب می‌باشد. تانسورهای S و T به ترتیب تانسور پیچش و برش تغییر شکل تلوریکی می‌باشند. A تانسور ناهمسانگردی می‌باشد که به همراه g نشان‌دهنده جابه‌جایی استاتیکی می‌باشد. پارامترهای مجهول در معادله (۶-۶) با استفاده از روش حداقل مربعات قابل محاسبه است.

تا اینجا تنها انحرافات تلوریکتی در نظر گرفته شد. در حضور انحرافات گالوانیکی مغناطیسی، یک میدان مغناطیسی غیر عادی H^a از جریان منحرف شده گالوانیکی نشأت می گیرد که متناسب و هم فاز با میدان منطقه‌ای E^r می باشد.

$$H^a = D_m E^r \quad (7-6)$$

D_m تانسور انحراف مغناطیسی با اعداد حقیقی مستقل از فرکانس می باشد. پس میدان مشاهده شده H مجموع میدان غیر عادی و میدان مغناطیسی H^r خواهد بود.

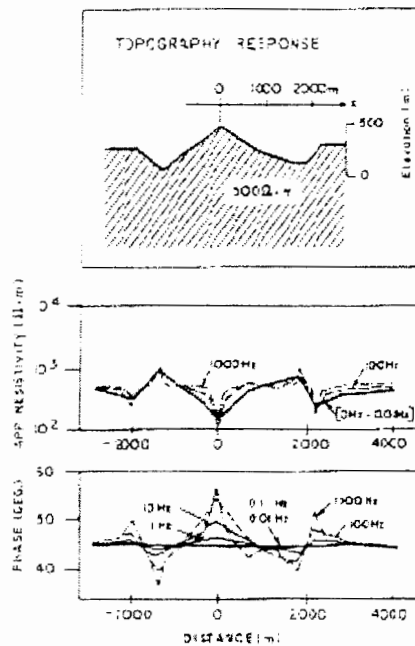
$$H = H^r + H^a = H^r + D_m E^r \quad (8-6)$$

مولفه‌های تانسور امیدانس مشاهده شده متناسب با مولفه‌های تانسور منطقه‌ای Z_r خواهند بود که بر حسب تانسور مغناطیسی و انحرافی به شکل زیر بیان می شوند.

$$Z = D_e Z_r (I + D_m Z_r)^{-1} \quad (9-6)$$

۲-۶- اثر توپوگرافی

عوارض توپوگرافی می تواند منجر به اشتباه در تفسیر داده‌های MT گردد این عوارض روی نتایج TM بیشتر از TE اثر می گذارد. در این بخش به بررسی اثر توپوگرافی روی داده‌های TM می پردازیم شکل ۷-۶ داده های مصنوعی MT مربوط به کوه قرار گرفته روی زمین همگن با مقاومت ویژه $500 \Omega m$ که با استفاده از مدلسازی عددی 2-D برای فرکانس‌های ۰/۰۱، ۰/۱، ۱ و ۱۰ و ۱۰۰ و ۱۰۰۰ هرتز به دست آمده است را نشان می دهد (کوتیو و بوچارد^۱، ۱۹۸۸).



شکل ۶-۷- پروفیل‌های MT محاسبه شده برای TM در فرکانس‌های ۱۰۰۰، ۱۰۰ و ۱۰ و ۱، ۰/۱، ۰/۰۱ و ۰/۰۰۱ هرترز روی مدل 2-D قرار گرفته بالای یک زمین همگن با مقاومت ویژه $500 \Omega m$. پروفیل مقاومت ویژه در فرکانس‌های (۱۰ و ۰/۰۱ هرترز) یکسان می باشد و همچنین نتایج در فرکانس‌های ۱ و ۱۰ و ۰/۰۱ هرترز نیز تقریباً همانند می باشد (کوتیو و بوچارد، ۱۹۸۸).

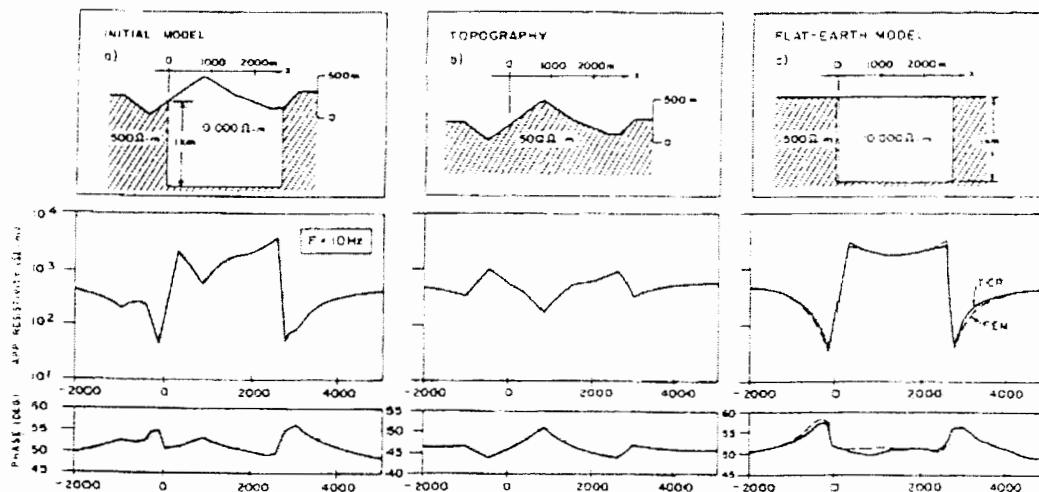
آنومالی‌ها در شکستگی‌های شیب ظاهر می‌شود. در نقاط برجسته مقاومت ویژه کاهش و فاز افزایش نشان می‌دهد و برعکس در فرورفتگی‌ها مقاومت ویژه افزایش و فاز کاهش نشان می‌دهد. جریان‌های تلوریک به موازات سطح شارش می‌یابند پس این جریان‌ها در زیر تپه‌ها واگرا و در زیر دره‌ها همگرا می‌شوند بنابراین چگالی جریان J و متعاقباً میدان E با توجه به رابطه $E = J\rho$ در زیر دره‌ها افزایش می‌یابد در نتیجه مقاومت ویژه ظاهری افزایش می‌یابد. برعکس در زیر تپه چگالی جریان کاهش می‌یابد و میدان الکتریکی نیز کاهش یافته در نتیجه مقاومت ویژه ظاهری پایینی را منجر می‌شود.

آنومالی‌های فاز و مقاومت ویژه در فرکانس‌های بالا، دامنه بیشتر را نسبت به فرکانس‌های زیر ۱۰ هرترز نشان می‌دهند. برای فرکانس‌های پایین آنومالی‌های مقاومت ویژه تمایل به مستقل شدن از

فرکانس دارند. بهترین روش جهت تصحیح اثر توپوگرافی استفاده از مدل سازی عددی با روش المان‌های محدود می‌باشد المان‌های مثلثی در روش المان‌های محدود می‌تواند سطح توپوگرافی را بهتر از سلول‌های مربعی در روش تفاضل‌های محدود و Network Solution تخمین بزند. شکل ۸-۶ پاسخ‌های MT را در فرکانس ۱۰ Hz برای مدل مربوطه نشان می‌دهد. این مدل شامل بلوکی با مقاومت ویژه Ωm ۱۰۰۰۰ و با ضخامت تقریبی ۱ km که در یک نیم‌فضای هادی با مقاومت ویژه Ωm ۵۰۰ با سطحی دارای پستی و بلندی فراوان قرار گرفته است، می‌باشد. زوایای شیب بین 0 تا 30 تغییر می‌کند. مشاهده می‌شود در محل شکستگی‌های شیب، آنومالی‌هایی مشاهده می‌شود که می‌تواند به اشتباه به عنوان ناهمگنی زیر سطحی تفسیر شود. بنابراین می‌بایست به طریقی اثر توپوگرافی حذف گردد تا تنها پاسخ آنومالی زیر سطحی باقی بماند. روش‌هایی برای مدل‌های دوبعدی (فوکس و همکاران^۱ ۱۹۸۰) و همچنین برای مدل‌های سه بعدی (هوکلمب و ژیراسک^۲ ۱۹۸۴) ارائه شد که از فاکتورهای تصحیح جهت حذف اثر توپوگرافی استفاده می‌کند. در این روش‌ها از تانسور انحراف با فرض این که پاسخ زیر سطحی تعریف شده توسط توپوگرافی معادل حاصل ضرب تانسور انحراف در پاسخ زیر سطحی بدون انحراف است، استفاده می‌شود.

1-Fox et al

2-Holcombe & Jiracek



شکل ۸-۶- پروفیل های MT محاسبه شده در فرکانس ۱۰ Hz الف - برای مدل 2-D از بلوک مقاوم قرار گرفته زیر یک برآمدگی ب - همان مدل با زمین همگن دارای مقاومت ویژه $500 \Omega m$ (ج) برای مدل زمین - صاف (FEM) و داده های تصحیح شده (TCR) (کوتیو و بوچارد، ۱۹۸۸).

$$E_D = DE_N \quad (10-6)$$

E_D و E_N ماتریس های میدان الکتریکی نرمال و تحریف شده که به ترتیب با عناصر $E(f,r)_D$, $E(f,r)_N$ می باشد. D نیز تانسور انحراف با عناصر $D(f,r)$ می باشد که r فرکانس و r محل ایستگاه اندازه گیری است. چنانچه ما تنها مدل دو بعدی را در قطبش TM بررسی کنیم معادله (۱۰-۶) به این صورت در می آید:

$$E_{x,D}(f,x) = D_{xx}(f,x)E_{x,N}(f,x) \quad (11-6)$$

بعد از تقسیم طرفین بر H_y

$$Z_D(f,x) = D(f,x)Z_V(f,x) \quad (12-6)$$

- 1-Flat-earth model
- 2-Terrain-corrected

که در معادله فوق Z و Z_D به ترتیب امپدانس‌های نرمال و منحرف شده در X می‌باشد. در برداشت‌های MT، $Z_D(f,x)$ به عنوان پاسخ مشاهده شده در X می‌باشد، در صورتیکه $Z(f,x)$ پاسخ زیرسطحی می‌باشد و ضرایب موهومی $D(f,x)$ ضرایب انحراف می‌باشد که تنها بازتاب اثر توپوگرافی می‌باشد. این ضرایب توسط نرمالیزه کردن امپدانس‌های $Z_t(f,x)$ که به طور عددی برای مدل توپوگرافی بالای یک زمین همگن بدست آمده با امپدانس نیم فضا $Z_0(f)$ محاسبه می‌شود.

$$D(f,x) = \frac{Z_t(f,x)}{Z_0(f)} \quad (13-6)$$

که در معادله بالا $Z_0(f) = (2\pi\mu f\rho_0)^{1/2}$ می‌باشد. تصحیح شامل بدست آوردن نسبت امپدانس‌های مشاهده شده $Z_D(f,x)$ به ضرایب $D(f,x)$ برای ارائه پاسخ یک زمین هموار می‌باشد.

$$Z_c(f,x) = \frac{Z_D(f,x)}{D(f,x)} \quad (14-6)$$

که در معادله فوق $Z_c(f,x)$ امپدانس تصحیح شده می‌باشد. داده‌های تصحیح شده MT به صورت زیر می‌باشد.

$$\rho_{ac}(f,x) = \frac{|Z_c(f,x)|^2}{2\pi\mu f} \quad (15-6)$$

$$\begin{aligned} \varphi_{ac}(f,x) &= \varphi_D - \tan^{-1} \left\{ \frac{\text{Im}[D(f,x)]}{\text{Re}[D(f,x)]} \right\} \quad (16-6) \\ &= \varphi_D - \tan^{-1} \left\{ \frac{\text{Im}[Z_t(f,x)]}{\text{Re}[Z_t(f,x)]} \right\} + \pi/4 \end{aligned}$$

در ρ_{ac}, φ_{ac} به ترتیب فاز و مقاومت ویژه ظاهری تصحیح شده می‌باشند و φ_D فاز $Z_D(f,x)$ می‌باشد. در شکل ۸-۶ ب پاسخ توپوگرافیک مدل ۸-۶ برای یک زمین همگن با مقاومت ویژه $500 \Omega m$ بدست آمده است. بعد از محاسبه ضرایب تصحیح و بکار گرفتن روش فوق شکل ۸-۶ ج پاسخ‌های تصحیح شده (TCR) را نتیجه می‌دهد که در مقایسه با نتایج حاصل از یک زمین هموار (FEM)، تاثیرات آشکار این روش در کاهش اثرات توپوگرافی را مشخص می‌کند (کوتیو و بوچارد، ۱۹۸۸).

فصل هفتم :

پردازش داده‌های مگنتو تلوریک

پردازش داده های مگنتوتلوریک

مقدمه

در روش MT پردازش داده های صحرائی، از مهمترین مراحل می باشد. منظور از پردازش داده ها، استخراج سیگنال های نویزی و به دست آوردن یک سری هموار می باشد. مسأله اساسی در پردازش داده ها این است که مشاهدات صحرائی در حوزه زمان صورت می گیرد در صورتی که اساس تئوری مگنتوتلوریک در حوزه فرکانسی بیان شده است. بنابراین لازم است قبل از اینکه تئوری با مشاهدات صحرائی تطبیق داده شوند، داده های صحرائی به حوزه فرکانسی تبدیل شود. معادلاتی که در روش MT استفاده می شوند، مولفه های میدان الکتریکی به مولفه های میدان مغناطیسی به صورت زیر مرتبط می کنند.

$$E_i = Z_{ij}H_j \quad i, j = x, y, z \quad (1-7)$$

و به دلیل این که در اغلب کارهای پردازشی فرض می شود $H_z=0$ در نتیجه معادله (1-7) به صورت ساده تر، دو معادله با چهار امپدانس Z_{xx} , Z_{xy} , Z_{yx} , Z_{yy} تقلیل می یابد. پردازش داده های مگنتوتلوریک شامل مراحل زیر می باشد. مرحله اول تبدیل منحنی های حوزه زمانی مربوط به H_y , H_x , E_y , E_x به حوزه فرکانسی که به صورت طیف های میدانی می باشند. مرحله دوم معکوس سازی معادله (1-7) می باشد که چهار یا نه مولفه تانسور امپدانس، می تواند از این طیف ها به دست آید. مرحله سوم شامل چرخاندن محورهای مختصات برای یافتن تغییرات مولفه های تانسور امپدانس به صورت تابعی از جهت محورها می باشد. مرحله پایانی، به کار بردن یک سری آزمایش ها جهت تعیین همدوسی و همبستگی میدان های الکتریکی و مغناطیسی می باشد.

۷-۱- محاسبه مولفه‌های تانسور امپدانس

با توجه به معادلات زیر:

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y \quad (۲-۷)$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y \quad (۳-۷)$$

$$H_z = T_{zx}H_x + T_{zy}H_y \quad (۴-۷)$$

مشاهده می‌شود که تمامی اطلاعات حاصل از اندازه‌گیری‌های مولفه‌های میدان‌های H, E در شش تابع تبدیل (چهار تابع مربوط به عناصر تانسور امپدانس و دو تا مربوط به tipper) وجود دارد. جهت محاسبه هر یک از این شش تابع نیاز به داده‌های بیشتری داریم. مانند اندازه‌گیری میدان‌ها در یک فرکانس برای دو یا چند بار. به این ترتیب معادلات (۲-۷) و (۳-۷) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$E_{x,i} = Z_{xx}H_{x,i} + Z_{xy}H_{y,i}$$

$$E_{y,i} = Z_{yx}H_{x,i} + Z_{yy}H_{y,i} \quad (۵-۷)$$

i تعداد دفعات اندازه‌گیری را در یک ایستگاه مشخص می‌کند که می‌تواند حداقل دوبار باشد. H, E نیز تبدیل‌های فوریه داده‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی ثبت شده می‌باشند. اگر دو اندازه‌گیری مستقل در یک فرکانس صورت گیرد. مولفه‌های تانسور امپدانس به صورت زیر محاسبه می‌شوند.

$$Z_{xx} = \frac{\begin{vmatrix} E_{x1} & H_{y1} \\ E_{x2} & H_{y2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x1} & H_{y1} \\ H_{x2} & H_{y2} \end{vmatrix}}, \quad Z_{xy} = \frac{\begin{vmatrix} H_{x1} & E_{x1} \\ H_{x2} & E_{x2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x1} & H_{y1} \\ H_{x2} & H_{y2} \end{vmatrix}}$$

$$Z_{yx} = \frac{\begin{vmatrix} H_{x2} & E_{x2} \\ H_{x1} & E_{x1} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x1} & H_{y1} \\ H_{x2} & H_{y2} \end{vmatrix}}, \quad Z_{yy} = \frac{\begin{vmatrix} E_{x2} & H_{y2} \\ E_{x1} & H_{y1} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x1} & H_{y1} \\ H_{x2} & H_{y2} \end{vmatrix}} \quad (۶-۷)$$

با این شرط که $H_{x1}H_{y2} - H_{x2}H_{y1} \neq 0$ واضح است که میدان‌ها باید دارای قطبش چشمه متفاوت باشند. اگر دارای قطبش یکسانی باشند. میدان‌ها مستقل نخواهد بود و مخرج کسرهای بالا صفر می‌شود

(نقی زاده، ۱۳۸۲). با توجه به اینکه اندازه‌گیری‌های E ، H شامل مقداری نویز نیز خواهد بود. بهتر است بیش از دو اندازه‌گیری مستقل صورت گیرد و سپس میان‌گین‌گیری انجام شود تا اثرات نویز پایین بیاید. با فرض اینکه n بار اندازه‌گیری در یک فرکانس صورت گیرد. عناصر تانسور امپدانس را می‌توان با استفاده از روش حداقل مربعات به دست آورد (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

$$\psi = \sum_{i=1}^n (E_{xi} - Z_{xx}H_{xi} - Z_{xy}H_{yi}) \cdot (E_{xi} - Z_{xx}H_{xi} - Z_{xy}H_{yi})^* \quad (7-7)$$

علامت ستاره بیانگر مزدوج مختلط می‌باشد. مقادیر امپدانس Z_{xx} و Z_{xy} باید به نحوی تعیین شود که مقدار ψ حداقل گردد بنابراین با مساوی صفر قرار دادن مشتقات ψ نسبت به بخش‌های حقیقی و موهومی هر عنصر امپدانس دو معادله به صورت زیر حاصل می‌شود. (سیمز و همکاران، ۱۹۷۲).

$$\langle E_x R_1^* \rangle = \langle H_x R_1^* \rangle Z_{xx} + \langle H_y R_1^* \rangle Z_{xy} \quad (8-7)$$

$$\langle E_x R_2^* \rangle = \langle H_x R_2^* \rangle Z_{xx} + \langle H_y R_2^* \rangle Z_{xy}$$

با توجه به تعریف چگالی طیفی خود توان^۱ و توان متقابل^۲ به صورت زیر:

$$\langle A_j, A_j^* \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n A_j A_j^* \quad (9-7)$$

$$\langle A_j, B_j^* \rangle = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n A_j B_j^* \quad (10-7)$$

روابط (۸-۷) چگالی طیفی خود توان و توان متقابل را بین دو سیگنالی که توسط پنج مولفه اندازه‌گیری شده در یک فرکانس معین می‌باشد. میدان‌های R_1 ، R_2 می‌تواند هر یک از مولفه‌های افقی E_x ، E_y ، H_x باشد. به این ترتیب چهار معادله مجزا از چهار برآورد میانگین مربعات مختلف حاصل می‌شود این چهار معادله بر حسب طیف چگالی خود توان و توان متقابل به قرار زیر می‌باشند.

1-Auto power density spectra
2-Cross power density spectra

$$\overline{E_x E_x^*} = \overline{Z_{xx} H_x E_x^*} + \overline{Z_{xy} H_y E_x^*} \quad (11-7)$$

$$\overline{E_x E_y^*} = \overline{Z_{xx} H_x E_y^*} + \overline{Z_{xy} H_y E_y^*} \quad (12-7)$$

$$\overline{E_x H_x^*} = \overline{Z_{xx} H_x H_x^*} + \overline{Z_{xy} H_y H_x^*} \quad (13-7)$$

$$\overline{E_x H_y^*} = \overline{Z_{xx} H_x H_y^*} + \overline{Z_{xy} H_y H_y^*} \quad (14-7)$$

چگالی های طیفی خود توان و توان متقابل به عنوان میانگین هایی بر روی تعدادی باند با پهنای مشخص و محدود از یک رکورد بدست می آید. با توجه به معادلات (11-7) تا (14-7) با حل همزمان هر دسته دوتایی از این معادلات می توان Z_{xx} , Z_{xy} وجود خواهد داشت که شش برآورد Z_{xy} به صورت زیر می باشد (سیمز و همکاران، 1971)

$$\overline{Z_{xy}} = \frac{\overline{(H_x E_x^*)(E_x E_y^*)} - \overline{(H_x E_y^*)(E_x E_x^*)}}{\overline{(H_x E_x^*)(H_y E_y^*)} - \overline{(H_x E_y^*)(H_y E_x^*)}} \quad (15-7)$$

$$\overline{Z_{xy}} = \frac{\overline{(H_x E_x^*)(E_x H_x^*)} - \overline{(H_x H_x^*)(E_x E_x^*)}}{\overline{(H_x E_x^*)(H_y H_x^*)} - \overline{(H_x H_x^*)(H_y E_x^*)}} \quad (16-7)$$

$$\overline{Z_{xy}} = \frac{\overline{(H_x E_x^*)(E_x H_y^*)} - \overline{(H_x H_y^*)(E_x E_x^*)}}{\overline{(H_x E_x^*)(H_y H_y^*)} - \overline{(H_x H_y^*)(H_y E_x^*)}} \quad (17-7)$$

$$\overline{Z_{xy}} = \frac{\overline{(H_x E_y^*)(E_x H_x^*)} - \overline{(H_x H_x^*)(E_x E_y^*)}}{\overline{(H_x E_y^*)(H_y H_x^*)} - \overline{(H_x H_x^*)(H_y E_y^*)}} \quad (18-7)$$

$$\overline{Z_{xy}} = \frac{\overline{(H_x E_y^*)(E_x H_y^*)} - \overline{(H_x H_y^*)(E_x E_y^*)}}{\overline{(H_x E_y^*)(H_y H_y^*)} - \overline{(H_x H_y^*)(H_y E_y^*)}} \quad (19-7)$$

$$\overline{Z_{xy}} = \frac{\overline{(H_x H_x^*)(E_x H_y^*)} - \overline{(H_x H_y^*)(E_x H_x^*)}}{\overline{(H_x H_x^*)(H_y H_y^*)} - \overline{(H_x H_y^*)(H_y H_x^*)}} \quad (20-7)$$

$\overline{Z_{xy}}$ نشان دهنده برآورد اندازه گیری شده از Z_{xy} می باشد. از بررسی معادلات فوق مشاهده می شود که دو تا از معادلات تمایل دارند که برای حالت یک بعدی نسبتا ناپایدار باشند. به ویژه وقتی میدان های

تابشی غیر قطبیده باشند. برای این حالت $E_x H_x^*, E_y H_y^*, E_x H_y^*, E_y H_x^*$ به سمت صفر میل می کنند بطوریکه معادلات (۷-۱۷) و (۷-۱۸) نامعین می شوند. چهار عبارت دیگر، برای حالت یک بعدی دارای پایداری بالایی خواهند بود و در صورتیکه میدان‌های تابشی به مقدار زیاد قطبیده نشده باشند به درستی Z_{xy} را برآورد خواهند کرد. این نکات به طور مشابه برای سه مولفه دیگر امیدانس Z_{yx}, Z_{yy}, Z_{xx} نیز صادق است. در هر یک از این حالت‌ها، شش روش برای تخمین Z_{ij} وجود دارد که دو تا از آنها به ویژه در حالت میدان‌های تابشی ناقطبیده برای مدل‌های یک بعدی ناپایدار می باشند. اما چهار برآورد دیگر از پایداری بالایی برخوردار می باشند (سیمز و همکاران ۱۹۷۱).

با توجه به معادله (۷-۷) و حل آن جهت برآورد Z_{xy}, Z_{xx} که با این حل خطای حاصل از نویزهای موجود روی مولفه E_x را حداقل خواهد شد می توان برآوردهای دیگری نیز از حداقل مربعات تعریف کرد بطوریکه خطای حاصل از انواع دیگری از نویزها را حداقل کنند. برای مثال اگر عبارت زیر در نظر گرفته شود.

$$\psi = \sum_{i=1}^n \left(\frac{E_{xi}}{Z_{xx}} - H_{xi} - \frac{Z_{xy}}{Z_{xx}} H_{yi} \right) \cdot \left(\frac{E_{xi}}{Z_{xx}} - H_{xi} - \frac{Z_{xy}}{Z_{xx}} H_{yi} \right)^* \quad (۲۱-۷)$$

حل این معادله خطای ایجاد شده توسط نویز موجود روی مولفه H_x را حداقل خواهد کرد. با استفاده از مقادیر برآورد شده Z_{ij} می توان آلودگی مولفه‌های میدان E, H را به نویز پیش‌بینی کرد. به این صورت که میدان الکتریکی با استفاده از طیف‌های میدان مغناطیسی و مقادیر امیدانسی تخمین زده شده محاسبه می‌گردد و این میدان الکتریکی پیش‌بینی شده با میدان الکتریکی مشاهده شده مقایسه می‌شود. این عمل می تواند با تعریف هم‌دوسی بین میدان‌های الکتریکی پیش‌بینی شده و مشاهده شده در صحرا صورت گیرد. هم‌دوسی بین دو سیگنال S_1, S_2 به این صورت تعریف می‌شود (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸؛ ووزوف، ۱۹۹۱).

$$\text{coh}(S_1, S_2) = \frac{\overline{S_1 S_2^*}}{(\overline{S_1 S_1^*} \overline{S_2 S_2^*})^{1/2}} \quad (۲۲-۷)$$

هم‌دوسی بین دو تابع، کمیتی است که وابستگی خطی بین این دو تابع را نشان می‌دهد. هم‌دوسی بین مولفه‌های پیش‌بینی شده و مشاهده شده مثلا $\text{coh}(E_{xi}, E_{xpi})$ را هم‌دوسی چند گانه می‌نامند. اندیس p

نشان‌دهنده کمیت پیش‌بینی شده می‌باشد. همدوسی می‌تواند جهت تعیین کیفیت داده‌های سایر مولفه های میدان الکتریکی و مغناطیسی نیز استفاده شود (ووزوف، ۱۹۹۱). همدوسی معمولاً بین صفر و یک می‌باشد و پذیرش مقادیر امیدانسی برای همدوسی‌های کمتر از ۰/۹ معقول نمی‌باشد (نقی زاده، ۱۳۸۲).

۷-۱-۱- بررسی اثر نویز روی برآوردهای Z_{ij}

همان‌گونه که قبلاً اشاره شد هر اندازه‌گیری میدان‌های H و E شامل مقداری نویز نیز خواهد بود. بهتر است تاثیر این نویزها در برآوردهای Z_{ij} مورد بررسی قرار گیرد (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸). فرض می‌شود که:

$$E_x = E_{xs} + E_{xn} \quad (۲۳-۷)$$

$$E_y = E_{ys} + E_{yn}$$

$$H_x = H_{xs} + H_{xn}$$

$$H_y = H_{ys} + H_{yn}$$

و این رابطه نیز برقرار است:

$$\begin{bmatrix} E_{xs} \\ E_{ys} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_{xs} \\ H_{xy} \end{bmatrix} \quad (۲۴-۷)$$

در معادلات فوق E_{xn} , E_{yn} , H_{xn} , H_{yn} جملات نویز می‌باشند که اگر این جملات همگی صفر باشند برآوردهای Z_{ij} پایدار خواهند بود و $\bar{Z}_{ij} = Z_{ij}$ می‌شود. از طرف دیگر وقتی که جملات نویزی غیر صفر باشند هر چهار برآورد با یکدیگر متفاوت می‌باشند.

چنانچه در معادله اول (۲۳-۷) را در نظر بگیریم و روابط زیر را محاسبه کنیم.

$$E_x E_x^* = E_{xs} E_{xs}^* + E_{xs} E_{xn}^* + E_{xn} E_{xs}^* + E_{xn} E_{xn}^*$$

$$E_x E_y^* = E_{xs} E_{ys}^* + E_{xs} E_{yn}^* + E_{xn} E_{ys}^* + E_{xn} E_{yn}^*$$

چنانچه سیگنال‌ها همدوس باشند ولی سیگنال‌ها و نویزها همدوس نباشند.

$$E_x E_x^* > E_{xs} E_{xs}^*$$

$$E_x E_y^* \approx E_{xs} E_{ys}^*$$

به این ترتیب مشاهده می‌شود که اثر نویز در چگالی طیفی خود توان نسبت به چگالی طیفی متقابل بیشتر است. بررسی چهار برآورد پایدار تعریف شده در بخش قبل نشان می‌دهد که در دو تا از برآوردها نویز تصادفی موجود روی مولفه H خطا ایجاد کرده است در حالیکه نویز موجود روی مولفه E خطایی را ایجاد نکرده است. (معادلات ۷-۱۹ و ۷-۲۰ برای \bar{Z}_{xy}). همچنین دو معادله دیگر از نویز موجود بر روی مولفه E دچار خطا شده‌اند در حالیکه نویز موجود روی مولفه H خطایی در آنها ایجاد نکرده است (معادلات ۷-۱۵ و ۷-۱۶ برای \bar{Z}_{xy}). اثرات نویز را می‌توان به راحتی برای یک مدل یک بعدی بررسی کرد. برای این مدل اگر میدان‌های تابشی غیر قطبیده باشند بطوریکه $\overline{H_x H_y^*}, \overline{E_x H_x^*}, \overline{E_x E_y^*}$ به سمت صفر میل کنند. معادلات (۷-۱۵) و (۷-۱۶) برای \bar{Z}_{xy} به مقدار زیر تقلیل می‌یابند.

$$\bar{Z}_{xy} = \frac{\overline{E_x E_x^*}}{H_y E_x^*} \quad (25-7)$$

و معادلات (۷-۱۹) و (۷-۲۰) به صورت زیر در می‌آیند:

$$\bar{Z}_{xy} = \frac{\overline{E_x H_y^*}}{H_y H_y^*} \quad (26-7)$$

اگر فرض شود که H_y, E_x توسط معادلات (۷-۲۳) بدست آورده شوند و E_{xn}, E_{yn} نویز تصادفی مستقل از سیگنال‌ها و از یکدیگر باشند مقادیر مورد انتظار برای طیف چگالی توان برابر عبارتهای زیر می‌شود:

$$\overline{E_x E_x^*} = \overline{E_{xs} E_{xs}^*} + \overline{E_{xn} E_{xn}^*} \quad (27-7)$$

$$\overline{H_y H_y^*} = \overline{H_{ys} H_{ys}^*} + \overline{H_{yn} H_{yn}^*}$$

$$\overline{E_x H_y^*} = \overline{H_y E_x^*} = \overline{E_{xs} H_{ys}^*}$$

با فرض اینکه جملات متقابل غیر یکسان مثلا $\overline{E_{xs} E_{xn}^*}$ قابل صرفه‌نظر کردن باشد. معادله (۷-۲۵) به صورت زیر در می‌آید (دوبرین و ساویت، ۱۹۸۸).

$$\bar{Z}_{xy} = \frac{\overline{E_{xs}E_{xs}^* + E_{xn}E_{xn}^*}}{H_{ys}E_{xs}^*} = Z_{xy} \left(1 + \frac{\overline{E_{xn}E_{xn}^*}}{E_{xs}E_{xs}^*}\right) \quad (28-7)$$

و معادله (26-7) به عبارت زیر منتهی می شود:

$$\bar{Z}_{xy} = \frac{\overline{E_{xs}H_{ys}^*}}{H_{ys}H_{ys}^* + H_{yn}H_{yn}^*} = \frac{Z_{xy}}{\left(1 + \frac{H_{yn}H_{yn}^*}{H_{ys}H_{ys}^*}\right)} \quad (29-7)$$

بنابراین برآورد نشان داده شده در معادله (28-7) توسط نویز تصادفی موجود در مولفه E تاثیر می پذیرد به طوریکه مقدار برآوردی از مقدار واقعی بیشتر می شود. در حالیکه برآورد در معادله (29-7) توسط نویز تصادفی موجود بر روی مولفه H دچار خطا می شود بطوریکه مقدار برآورد از مقدار واقعی کوچکتر می شود. برای درصد مشابهی از نویز تصادفی موجود بر روی مولفه های E , H یک میانگین از برآوردهای مختلف می تواند بهتر از هر یک از برآوردها به صورت منفرد باشد. همچنین پراکندگی بین برآوردهای مختلف می تواند معیار خوبی از مقدار نویز تصادفی موجود بر روی مولفه های مختلف باشد. البته چنانچه فرض قابل صرفه نظر بودن جملات متقابل در برآوردها صحیح نباشد و یا در صورتیکه نویزها همدوس نباشند و یا نویز با منشا سیگنال همدوس باشد، نتایج به شفافیت حل های بالا نخواهد بود (دوبرین و ساویت، 1988).

۷-۱-۲- استفاده از روش (RR¹) برای تصحیح خطای ناشی از حضور نویز

همان‌طور که اشاره شد وقتی که چگالی طیفی خود توان شامل نویز باشد امپدانس محاسبه شده دچار خطا می‌شود. روشی که جهت تصحیح خطای ایجاد شده و انحراف در محاسبات امپدانس MT به کار گرفته می‌شود استفاده از دو ایستگاه سونداژ MT به طور همزمان، برای تهیه دو سری هم‌دوس از مشاهدات میدان E, H می‌باشد. در هر ایستگاه طیف‌های میدان‌های E, H به طور خطی به صورت زیر به یکدیگر مربوط می‌شوند.

$$E_x(\omega) = Z_{xx}(\omega)H_x(\omega) + Z_{xy}(\omega)H_y(\omega) \quad (۳۰-۷)$$

$$E_y(\omega) = Z_{yx}(\omega)H_x(\omega) + Z_{yy}(\omega)H_y(\omega)$$

جهت محاسبه Z_{ij} همان‌طور که قبلاً نیز به آن اشاره شده است. H_{yr}^*, H_{xr}^* را در معادلات فوق ضرب و میانگین‌گیری می‌کنیم. (اندیس r بیانگر طیف‌های مشاهده شده در ایستگاه مرجع می‌باشد). معمولاً میدان‌های مغناطیسی مورد استفاده قرار می‌گیرند به دلیل این که کمتر تحت تاثیر زمین‌شناسی محلی قرار می‌گیرند.

$$\begin{aligned} \overline{E_x H_{xr}^*} &= \overline{Z_{xx} H_x H_{xr}^*} + \overline{Z_{xy} H_y H_{xr}^*} \\ \overline{E_y H_{yr}^*} &= \overline{Z_{yx} H_x H_{yr}^*} + \overline{Z_{yy} H_y H_{yr}^*} \\ \overline{E_x H_{yr}^*} &= \overline{Z_{xx} H_x H_{yr}^*} + \overline{Z_{xy} H_y H_{yr}^*} \\ \overline{E_y H_{xr}^*} &= \overline{Z_{yx} H_x H_{xr}^*} + \overline{Z_{yy} H_y H_{xr}^*} \end{aligned} \quad (۳۱-۷)$$

به همان صورت بیان شده می‌توان مولفه‌های تانسور امپدانس را محاسبه کرد. محل قرارگیری سنسورهای ایستگاه مرجع و این که از آرایش چه مقدار دور باشد بستگی به توزیع نویز در محل دارد. در بعضی از موقعیت‌ها، جدایش کافی بین دو ایستگاه غیر عملی است و یا ایستگاه مرجع نیز دارای همان نویز موجود در ایستگاه اصلی می‌باشد بنابراین در این موارد استفاده از روش RR هیچ سودی ندارد. یکی

از جنبه‌های مطلوب این روش بدست آوردن طیف نویز برای هر کانال می باشد. (گوبائو و همکاران^۱، ۱۹۷۸؛ گامبل و همکاران^۲، ۱۹۷۹). طیف نویزی در هر کانال در شناسایی چشمه‌های نویزی و در وسایل و یا محیط سودمند می باشد. استفاده از این روش در محیط‌های آرام (بدون نویز) لزومی ندارد و همچنین این روش در محیط‌های بسیار نویزی چندان مفید نمی‌باشد (ووزوف، ۱۹۹۱).

۲-۷- چرخش محورهای مختصات جهت بدست آوردن زاویه راستا

امپدانس‌های برآورد شده وابسته به محورهای x-y هستند که در جمع‌آوری داده‌های صحرائی استفاده شده‌اند. جهت بدست آوردن محورهای اصلی، محورهای برداشت را در جهت ساعتگرد تحت زاویه θ چرخانده می‌شود و همان‌طور که در فصل‌های گذشته بیان شد زاویه θ به گونه‌ای انتخاب می‌شود که عناصر غیر قطری Z'_{yx}, Z'_{xy} حداکثر و یا عناصر قطری Z'_{yy}, Z'_{xx} حداقل گردد. پس با استفاده از عناصر امپدانس اصلی Z'_{yx}, Z'_{xy} و رابطه زیر مقاومت ویژه ظاهری محاسبه می‌گردد.

$$\rho_{ij}^a = 0.2T|Z'_{ij}|^2 \quad (32-7)$$

در ضمن جهت برآورد توابع تبدیل مغناطیسی (tipper) با استفاده از معادله زیر

$$H_z = T_x H_x + T_y H_y$$

طبق همان مراحل ذکر شده در برآورد مولفه‌های تانسور امپدانس عمل می‌شود (کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

$$\overline{H_z H_x^*} = T_x \overline{H_x H_x^*} + T_y \overline{H_y H_x^*} \quad (33-7)$$

$$\overline{H_z H_y^*} = T_x \overline{H_x H_y^*} + T_y \overline{H_y H_y^*}$$

از حل همزمان این دو معادله مقادیر T_x, T_y به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$T_x = \frac{\overline{H_y H_y^*} \overline{H_z H_x^*} - \overline{H_y H_x^*} \overline{H_z H_y^*}}{\overline{H_y H_y^*} \overline{H_x H_x^*} - \overline{H_y H_x^*} \overline{H_x H_y^*}} \quad (34-7)$$

1-Goubau et al

2-Gamble et al

$$T_y = \frac{\overline{H_x H_y^* H_z H_x^*} - \overline{H_x H_x^* H_z H_y^*}}{\overline{H_y H_x^* H_x H_y^*} - \overline{H_x H_x^* H_y H_y^*}}$$

فصل هشتم :

مبانی فلسفی و تفسیر دلهای مکتب و تلوریک

مدل سازی و تفسیر داده های مگنتوتلوریک

۱-۸- بررسی کمیت‌های موثر در تفسیر داده‌ها

پس از جمع‌آوری داده‌های MT به صورت سری‌های زمانی از میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در باندهای فرکانسی تعریف شده در سیستم برداشت داده‌ها و پردازش داده‌ها، می‌توان مولفه‌های تانسور امپدانس را به همراه خطای آنها استخراج نمود. پس از این مرحله تمامی عملیات مدل سازی و تفسیر داده‌ها بر روی مولفه‌های تانسور امپدانس صورت می‌گیرد. یا ترکیب کردن مولفه‌های تانسور امپدانس به صورت‌های مختلف با یکدیگر پارامترهایی به دست می‌آید که کمک شایانی در راستای درک صحیح از ساختار زمین‌شناسی منطقه مورد مطالعه می‌کنند.

۱-۱-۸- مقاومت ویژه ظاهری

کمیت مقاومت ویژه ظاهری، اساسی‌ترین پارامتر در تفسیر داده‌های MT می‌باشد که پس از بدست آوردن مولفه‌های تانسور امپدانس با استفاده از رابطه $\rho_{ij}^a = 0.2T|Z_{ij}|^2$ محاسبه می‌شود. این کمیت پس از چرخش تانسور امپدانس و قرار گرفتن در راستای محورهای اصلی در دو مولفه XY و YX روی دستگاه مختصاتی با مقیاس لگاریتمی مضاعف مقاومت ویژه ظاهری _ فرکانس رسم می‌شود. چنانچه ساختار یک بعدی باشد منحنی‌های مقاومت ویژه ظاهری YX و XY تطابق خواهند داشت در غیر این صورت ساختار دو بعدی یا سه بعدی خواهد بود. چنانچه در بعضی از فرکانس‌ها در یک ایستگاه اندازه خطا بالا باشد به هنگام مدل سازی، فرکانس‌های موردنظر تخریب شده در ایستگاه موردنظر را غیر فعال می‌کنند.

۱-۸-۲- فاز امپدانس

مولفه‌های تانسور مختلط می‌باشند، بنابراین می‌توان مقدار فاز آنها را محاسبه کرد. مقادیر فازی به صورت نمودارهایی بر حسب فرکانس برای مولفه‌های مختلف تانسور امپدانس نشان داده می‌شود.

۱-۸-۳- همدوسی

همدوسی کمیت مهمی است که با استفاده از آن می‌توان از کمیت داده‌های برداشت شده مطلع شد. در صورتیکه مقدار همدوسی برای فرکانس‌های معینی در یک ایستگاه پایین باشد در این صورت در مدل سازی و تفسیر باید آن فرکانس‌ها را غیر فعال کرد تا تاثیری در نتیجه نهایی نداشته باشند.

۱-۸-۴- زاویه راستا

این زاویه با استفاده از (۴-۲۶) محاسبه می‌شود که نشان‌دهنده راستایی است که در آن مولفه‌های قطر اصلی تانسور امپدانس حداقل و یا مولفه‌های قطر فرعی حداکثر می‌شوند. این راستا با ابهام 90° می‌تواند نشان‌دهنده راستای امتداد ساختار دو بعدی در عمق‌های مختلف باشد.

۱-۸-۵- پارامتر skew

این کمیت که یک نامتغیر چرخشی می‌باشد توسط رابطه (۴-۳۸) تعریف می‌شود. این پارامتر چنانچه برابر با صفر یا نزدیک صفر باشد می‌توان مبنی بر غیر سه بعدی بودن منطقه باشد. اگر مقدار آن از $0/3$ بیشتر شود آنگاه می‌توان ساختار موردنظر را سه بعدی در نظر گرفت.

۱-۸-۶- بیضی وارگی

این کمیت نیز یک نامتغیر چرخشی می‌باشد که با استفاده از رابطه (۴-۳۹) تعریف می‌شود و همانند پارامتر skew می‌تواند معیار خوبی در تشخیص سه بعدی بودن منطقه مورد مطالعه باشد. در مورد

این کمیت نیز چنانچه مقدار آن بیشتر از $\frac{1}{3}$ باشد ساختار می‌تواند به صورت سه بعدی بررسی شود و یا حداقل هنگام مدل سازی دو بعدی محدوده اثرات تقریب مدل سه بعدی توسط مدل دو بعدی در نظر گرفته شود.

۷-۱-۸ Tipper و بردارهای القایی

tipper کمیتی است که رابطه بین مولفه‌های افقی و عمودی میدان مغناطیسی را مشخص می‌کند و می‌تواند شاخص خوبی در تشخیص کنتراست جانبی مقاومت ویژه باشد. (بخش ۴-۵). بردارهای القایی tipper که به دو صورت حقیقی و موهومی تجزیه می‌شود. جزء حقیقی بردار القایی تمایل دارد که از مقدار رسانایی بالاتر به سمت رسانایی کمتر جهت‌گیری کند.

۸-۱-۸ نمودارهای قطبی

نمودارهای قطبی نیز جهت تعیین راستای دو بعدی در فرکانس معین به کار می‌رود.

۲-۸ مدل سازی داده‌های مگنتوتلوریک

پس از به دست آوردن برآوردهای پایدار و بدون خطا از امپدانس برای گستره وسیعی از فرکانس، مرحله مدل سازی داده‌ها شروع می‌شود. امروزه مدل سازی‌های دقیق از توزیع مقاومت ویژه توسط تجهیزات و تکنولوژی کامپیوتری صورت می‌گیرد. در عملیات مدل سازی ابتدا به بررسی ناهمگنی‌های نزدیک سطح زمین که کوچکتر و کم عمق‌تر از ساختار هدف می‌باشد پرداخته می‌شود و بعد با استفاده از پارامترهای شاخص تا حدودی می‌توان ابعاد ساختار مورد نظر را حدس زده و سپس از مدل سازی مطابق با بعد ساختار استفاده نمود. در مدل سازی وارون داده‌های MT مانند سایر داده‌های ژئوفیزیکی، ابتدا تخمینی از مدل زمینی به عنوان مدل آزمون در نظر گرفته می‌شود سپس منحنی تئوری مربوط به این مدل تهیه می‌شود، مرحله بعدی مقایسه بین منحنی صحرایی و منحنی مدل آزمون می‌باشد. اختلاف بین این دو منحنی به صورت خطا در مدل تخمینی اولیه ارائه می‌شود. تغییر پارامترها موجب تغییر مدل

اولیه به مدل فرضی ثانویه می شود که خطا را کاهش می دهد سپس مرحله مقایسه بین منحنی صحرائی و تئوری جهت تخمین خطا تکرار می شود این مرحله تا جاییکه میزان خطا به حداقل خود برسد. تکرار می شود تا مدل نهایی بدست آید. در مدل سازی یک بعدی داده های MT با توجه به معلوم بودن رابطه تحلیلی مربوط به امپدانس الکتریکی برای محیط n لایه ای به صورت رابطه بازگشتی، می توان با استفاده از روش های معکوس سازی غیر خطی پارامترهای مدل یعنی ضخامت و مقاومت ویژه الکتریکی لایه ها را بدست آورد. روش عمومی برای این منظور بسط تیلور رابطه مورد نظر و سپس محاسبه مشتقات جزئی از آن نسبت به پارامترهای مدل و حداقل کردن خطای برآورد اولیه در مراحل تکرار و در نهایت با افزودن مقدار تغییرات پارامترها در هر مرحله، در آخرین تکرار که بهترین پردازش بین داده ها و جواب مدل ایجاد می شود، پارامترهای نهایی مدل به دست می آید (کافمن و کلر، ۱۹۸۱).

در مدل سازی دو بعدی ابتدا رسانندگی زمین توسط مقادیری در یک تعدادی از گره ها یا المان های از قبل تعریف شده پارامتر بندی می شود و یک مدل اولیه تخمین زده می شود و ماتریس F که حاوی مشتقاتی جزئی نسبت به تغییرات کوچک در پارامترها می باشد محاسبه می شود. FF^T (علامت ترانهاده است) برای تخمین نوسانات رسانایی بکار برده می شود که باید به بهترین نحو با داده ها برازش یابد. این نوسانات به مقدار تخمینی اولیه افزوده می شوند تا یک مدل اولیه جدید ایجاد شود. سپس مساله دوباره تکرار می شود و کل فرآیند تا بدست آوردن یک برازش قابل قبول به داده ها ادامه داده می شود (نقی زاده، ۱۳۸۲).

در مدل سازی مستقیم سه بعدی، روش های مختلفی وجود دارد که بعضی از آنها بر اساس معادلات انتگرالی استوار است و همچنین از روش های اجزای محدود و تفاضل های محدود نیز در این گونه مدل سازی ها استفاده می شود. یکی از این روش ها، روشی است که از ترکیب معادلات انتگرالی و تفاضل های محدود استفاده می کند به این ترتیب که به جای استفاده از معادله دیفرانسیلی در روش تفاضل های محدود از شکل انتگرالی معادلات ماکسول استفاده می شود (مکی و همکاران^۱، ۱۹۹۳). در این روش ساختار مقاومت ویژه سه بعدی توسط بلوک هایی به قطعات مختلف تقسیم می شود و سپس به هر یک از

1-Mackie et al

این قطعات یک مقدار مقاومت ویژه الکتریکی و یک نفوذپذیری مغناطیسی نسبت داده می‌شود. در یک کنج از بلوک، سه مولفه میدان مغناطیسی به صورت مجهول در نظر گرفته می‌شوند و در وسط هر سطر از بلوک مولفه‌های میدان الکتریکی به صورت عمود بر سطوح بلوک در نظر گرفته می‌شوند. در نهایت شکل قرارگیری میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی به نحوی می‌شود که از چرخش چهار مولفه از یکی از میدان‌های مغناطیسی (الکتریکی) یک مولفه میدان الکتریکی (مغناطیسی) به وجود آید و بدین ترتیب وضعیت مساعد برای معادلات حرکتی ماکسول به وجود می‌آید. با بسط روابط حرکتی معادلات ماکسول توسط روش تفاضل‌های محدود برای بلوک‌های مختلف معادلاتی به دست می‌آید. مرحله بعد اعمال شرایط مرزی در کف مدل، در بالای مدل (هوا) در صفحه جریان مولد میدان‌های مغناطیسی و در جوانب مدل می‌باشد که منجر به یک سری معادلات می‌گردد با حل این معادلات می‌توان اندازه میدان‌های الکترومغناطیسی را در سطح مدل و در نتیجه مقدار امپدانس الکتریکی را در سطح زمین برای نقاط مختلف بدست آورد.

فصل نهم :

نتیجه گیری

نتیجه‌گیری

این روش به دلیل داشتن عمق نفوذ خوب، عدم نیاز به چشمه مصنوعی و نداشتن آثار زیست محیطی یکی از مناسب‌ترین روش‌ها در اکتشاف ذخایر زمینی به ویژه نفت می‌باشد.

در این روش رابطه بین میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در ساختارهای دو بعدی توسط تانسور

امپدانس به صورت
$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}$$
 بیان می‌شود. این رابطه نشان می‌دهد که مؤلفه میدان

الکتریکی در یک جهت معین نه تنها به مؤلفه میدان مغناطیسی عمود بر آن بستگی دارد بلکه به مؤلفه موازی با آن نیز بستگی دارد.

در مورد ساختارهای یک بعدی $Z_{xx}=Z_{yy}=0$ و $Z_{xy}=-Z_{yx}$ می‌باشد. تانسور امپدانس برای چنین

ساختاری در غیاب نویز به صورت $Z_{1-D} = \begin{pmatrix} 0 & Z \\ -Z & 0 \end{pmatrix}$ است و در مورد ساختار دو بعدی چنانچه یکی از

محورها به موازات امتداد ساختار باشد: $Z_{xx}=Z_{yy}=0$ و $Z_{xy} \neq Z_{yx}$ با این شرایط تانسور امپدانس برای

داده‌های فاقد نویز به صورت $Z_{2-D} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & 0 \end{pmatrix}$ می‌باشد.

از آن جاییکه در زمان برداشت ندرتاً امتداد آنومالی را می‌دانیم بنابراین محورهای برداشت در

زاویه‌های دلخواه نسبت به امتداد آنومالی قرار می‌گیرند جهت تعیین امتداد ساختار، از چرخش محورهای

برداشت تحت زاویه θ به صورت ساعتگرد حول محور Z استفاده می‌شود. زاویه θ باید طوری انتخاب

شود که عناصر قطری تانسور Z' صفر و یا حداقل شود.

با استفاده از مولفه های اصلی تانسور امپدانس می توان مقادیر مقاومت ویژه و فاز امپدانس را به

$$\text{صورت } i, j = x, y \quad \rho'_{ij} = 0.2T|Z'_{ij}|^2 \quad ; \quad \phi'_{ij} = \tan^{-1}\left(\frac{\text{Im } Z'_{ij}}{\text{Re } Z'_{ij}}\right) \text{ محاسبه کرد.}$$

در ساختار های دو بعدی معادلات درهم کنش امواج تخت EM برای دو مد TE, TM بررسی می شود مد TE به آنومالی های عمیق و مد TM به آنومالی های کم عمق حساس است. مدل سازی ها در این روش برای ساختار های دو بعدی هم در هر مد به طو جداگانه و هم به طور ترکیبی صورت می گیرد. کمیت مختلط tipper با نرمالیزه کردن Hz توسط میدان مغناطیسی افقی ایجاد می شود که در تفسیر آن از پیکان های القایی استفاده می شود جهت پیکان های القایی هم برای قسمت موهومی و هم قسمت حقیقی تعریف می شود. که جزء حقیقی بردار القایی تمایل دارد که از مقدار رسانایی بالاتر به سمت رسانایی کمتر جهت گیری کند.

با محاسبه پارامتر های شاخص تا حدودی میتوان بعد ساختار را در غیاب نویز به دست آورد.

همدوسی می تواند جهت تعیین کیفیت داده های سایر مولفه های میدان الکتریکی و مغناطیسی نیز استفاده شود. همدوسی معمولا بین صفر و یک می باشد و پذیرش مقادیر امپدانس برای همدوسی های کمتر از ۰/۹ معقول نمی باشد.

بررسی ها نشان می دهد اثر نویز در چگالی طیفی خود توان نسبت به چگالی طیفی متقابل بیشتر است. با توجه به این که برآورد های مختلفی برای هر مولفه تانسور امپدانس وجود دارد لذا برای کاهش اثر نویز موجود بر روی مولفه های E , H یک میانگین از برآوردهای مختلف می تواند بهتر از هر یک از برآوردها به صورت منفرد باشد. همچنین پراکندگی بین برآوردهای مختلف می تواند معیار خوبی از مقدار نویز تصادفی موجود بر روی مولفه های مختلف باشد.

روش RR می تواند برای کاهش اثر نویز در چگالی طیفی خود توان باشد در این روش معمولا میدان های مغناطیسی مورد استفاده قرار می گیرند به دلیل این که کمتر تحت تاثیر زمین شناسی محلی قرار می گیرند. محل قرار گیری سنسورهای ایستگاه مرجع و این که از آرایش چه مقدار دور باشد بستگی به توزیع نویز در محل دارد. در بعضی از موقعیت ها، جدایش کافی بین دو ایستگاه غیر عملی است و یا

ایستگاه مرجع نیز دارای همان نویز موجود در ایستگاه اصلی می باشد بنابراین در این موارد استفاده از روش RR هیچ سودی ندارد. یکی از جنبه‌های مطلوب این روش بدست آوردن طیف نویز برای هر کانال می باشد، طیف نویزی در هر کانال در شناسایی چشمه‌های نویزی و در وسایل و یا محیط سودمند می باشد. استفاده از این روش در محیط های آرام (بدون نویز) لزومی ندارد و همچنین این روش در محیط های بسیار نویزی چندان مفید نمی باشد.

فهرست منابع

فهرست منابع

- آرفکن، ج. ۱۳۷۵. روش های ریاضی در فیزیک. جلد اول، شیخ الاسلامی، م و فلسفی، ح (ترجمه). چاپ چهارم، مرکز نشر دانشگاهی، تهران.
- تلفورد، دبلیو.، جلدبارت، ل.، شریف، ر و کیز، و. ۱۳۷۵. ژئو فیزیک کاربردی. جلد دوم، حاجب حسینی، ح و زمردیان، ح (ترجمه). چاپ دوم، مؤسسه انتشارات و چاپ دانشگاه تهران، تهران.
- رحیمی، ع. ۱۳۸۱. مدل سازی بی هنجاری های زمین گرمایی با استفاده از وارون داده های مگنتو تلوریک. پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه تهران، مؤسسه ژئوفیزیک.
- ریتس، ج.ر.، میلفورد، ف.ج و کریستی، ر. ۱۳۷۴. مبانی نظریه الکترومغناطیس. صمیمی، ج. جمشیدی پورا، و علیزاده قمصری، ن (ترجمه). چاپ چهارم، مرکز نشر دانشگاهی، تهران.
- فولز، گرانت ر. ۱۳۷۰. نور شناخت نوین، کیاست پور، الف و احبسیان، ج (ترجمه). چاپ دوم، انتشارات دانشگاه اصفهان.
- نقی زاده، م. ۱۳۸۲. کاربرد روش مگنتو تلوریک در اکتشاف ذخایر ژئو ترمال منطقه خوی. پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه تهران، مؤسسه ژئوفیزیک.
- Bahr, K., 188. Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion. *J. Geophys*, **62**, 119-127.
- Bahr, K., 1991. Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types. *Phys. Earth Planet. Inter*, **66**, 24-38.
- Bastani, M. and Pedersen. L.B., 2001. Estimation of magnetotelluric transferfunctions from radio transmitters. *Geophysics*, **66**, 1038-1051.

Beamish, D., 1986. Geoelectric structural dimensions from magnetotelluric data: methods of estimation old and new. *Geophysics*, **51**, 1289-1308.

Chouteau, M. and Bouchard, K., 1988. Two-dimensional terrain correction in magnetotelluric surveys. *Geophysics*, **53**, 854-862.

Dobrin, M.B. and Suvist, C.H., 1988. Introduction to Geophysical prospecting. McGraw-Hill, Inc, 868.

Eggers, D.E., 1982. An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor. *Geophysics*, **47**, 1204-1214.

Gamble, T.D., Goubau, W.M. and Clarke, J., 1979a. Magnetotelluric with a remote reference. *Geophysics*, **44**, 53-68.

Goubau, W.M., Gamble, T.D. and Clarke, J., 1978. Magnetotelluric data analysis: removal of bias. *Geophysics*, **43**, 1157-1166.

Groom, R.W. and Bailey, R.C., 1991. Analytic investigations of the effects of near-surface 3-D galvanic scatterers on MT tensor decompositions. *Geophysics*, **56**, 656-665

Hermance, J.F., 1982. The asymptotic response of three-dimensional basin effects to magnetotelluric field at long period: The effects of current channeling. *Geophysics*, **47**, 1562-1573.

Jones, A.G., 1988. Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin environment. *Geophysics*, **53**, 967-980.

Jupp, D.L. and Vozoff, K., 1976. Discussion on the magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins. *Geophysics*, **41**, 325-328.

Kaufman, A.A. and Keller, G.V., 1981. The magnetotelluric sounding method. Elsevier, 595.

Kunetz, G., 1972. Prospecting and interpretation of magnetotelluric soundings. *Geophysics*, **32**, 1005-1021.

Mackie, R.L., Madden, T.R. and Wannamaker, P.E., 1993. Three-dimensional magnetotelluric modeling using difference equation-Theory and comparisons to

- integral equations. *Geophysics*, **58**, 215-226.
- Mackie, R.L., Madden, T.R. and Wannamaker, P.E., 1993. Three-dimensional magnetotelluric modeling using difference equation-Theory and comparisons to integral equations. *Geophysics*, **58**, 215-226.
- Madden, T.R., 1971. EMCAL: two-dimensional network modeling program: Exploration Aids Inc., Bedford, Mass.
- Moradzadeh, A., 1998. Electrical imaging of the Adelide geosyncline using magnetotelluric (MT). Ph.D Thesis, Flinders University of south Australia, 334.
- Moradzadeh, A., 2003. Dimensionally indices of magnetotelluric (MT) data and evaluating their efficiency structure .*21st Geoscience Conference and Exposition*. Tehran.
- Moradzadeh, A., 2003. Static shift appraisal and its correction in magnetotelluric (MT) surveys. *21st Geoscience Conference and Exposition*. Tehran.
- Moradzadeh, A., 2003. using of tipper function to map subsurface conductivity structures in magnetotelluric (MT) surveys. *21st Geoscience Conference and Exposition*. Tehran.
- Park, S.K., Orange, A. and Madden, T.R., 1983. Effects of three-dimensional structure on magnetotelluric sound curves.. *Geophysics*, **48**, 1402-1405.
- Park., S.K. and Torres-Verdin, C., 1988. A systematic approach to the interpretation of magnetotelluric data in volcanic environments, with applications to the quest for magma in Long Valley, California. *J. Geophys. Res.* **93B**, 13265-13284.
- Reddy, I.K., Rankin, D. and Phillips, R.J., 1977. Three- dimensional modeling in magnetotelluric and magnetic variational sounding. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **51**, 313-315.
- Rostoker, G., 1979. Geomagnetic micropulsations. *Comic Phys*, **4** , 211-311.
- Sims, W.E., Bostick, F.X. and Smith, H.W., 1971. The estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data. *Geophysics*, **36**, 938-942.

Smith, T., Hoversten, M., Gasperikova, E. and Morrison, F., 1999. sharp boundary of 2-D magnetotelluric data. *Geophysical Prospecting*.

Swift, C.M., 1967. A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the southwestern United States. Ph.D. thesis, Mass. Inst. of Tech.

Swift, C.M., 1971. Theoretical magnetotelluric and turalam response from two-dimensional inhomogenities. *Geophysics*, **36**, 38-52.

Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990. Applied Geophysics. Cambridge University Press, 770.

Ting, S.C. and Hohmann, C.W., 1981. Integral equation modeling of three-dimensional magnetotelluric response. *Geophysics*, **46**, 182-197.

Torres, V.C. and Bostick, F.X.,1992. Principles of spatial surface electric field filtering in magnetotellurics, Electromagnetic array profiling (EMAP).*Geophysics*, **57**, 603-622.

Vozoff, K., 1991. The magnetotelluric method. In: Nabighian, M.N. (Ed), Electromagnetic Method In Applied Geophysics. Society of Exploration Geophysicist, 641-712.

West, G. F. and Edwards, R. N., 1985. A simple parametric model for the electromagnetic response of an anomalouse body in a host medium. *Geophysics*, **50**, 2542-2557.