Representação de fontes sísmicas

Professor: Jessé Costa
Universidade Federal do Pará

20 de junho de 2021

Sumário

Teorema da representação para uma superfície interna descontínua

Assumindo um domínio elástico Ω com uma superfície externa S e duas superfícies internas adjacentes

$$
\begin{aligned}
u_n(\mathrm{x}, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Omega} d\Omega(\mathrm{x}')\, f_p(\mathrm{x}', \tau) G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \mathrm{x}', 0) \\
&+ \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi) \left[u_i(\xi, \tau) \nu_j c_{ijpq}(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0) \right] \\
&- \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi) \left[T_p(\xi, \tau) G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0) \right] ,
\end{aligned}
$$

Teorema da representação para uma superfície interna descontínua

O segundo termo da equação anterior pode ser reescrito como:

$$
\begin{aligned}
&\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi) \left[u_i(\xi,\tau)\nu_j c_{ijpq}(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0) \right] = \\
&\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma^+} d\Sigma^+(\xi)\, u_i^+(\xi,\tau)\nu_j^+ c_{ijpq}(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0) \\
- \quad &\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma^-} d\Sigma^-(\xi)\, u_i^-(\xi,\tau)\nu_j^- c_{ijpq}(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0)\,,
\end{aligned}
$$

Teorema da representação para uma superfície interna descontínua

E o último termo seria:

$$
\begin{aligned}
&\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi)\ [T_p(\xi,\tau)G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau;\xi,0)] = \\
&\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma^+} d\Sigma^+(\xi)\ T_p^+(\xi,\tau)G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau;\xi,0) \\
-\ &\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma^-} d\Sigma^-(\xi)\ T_p^-(\xi,\tau)G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau;\xi,0)\,,
\end{aligned}
$$

Teorema da representação para uma superfície interna descontínua

E o último termo seria:

$$\begin{aligned}
&\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi)\ [T_p(\xi,\tau) G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0)] = \\
&\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma^+} d\Sigma^+(\xi)\ T_p^+(\xi,\tau) G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0) \\
- \ &\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma^-} d\Sigma^-(\xi)\ T_p^-(\xi,\tau) G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0)\,,
\end{aligned}$$

Teorema da representação para uma superfície interna descontínua

A função de Green satisfaz a equação da onda tanto em Ω quanto na descontinuidade Σ. Portanto, pode alterar esta equação abaixo:

$$
\begin{aligned}
u_n(\mathrm{x}, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Omega} d\Omega(\mathrm{x}')\, f_p(\mathrm{x}', \tau) G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \mathrm{x}', 0) \\
&+ \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi) \left[u_i(\xi, \tau) \nu_j c_{ijpq}(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0) \right] \\
&- \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi) \left[T_p(\xi, \tau) G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0) \right] \ ,
\end{aligned}
$$

Teorema da representação para uma superfície interna descontínua

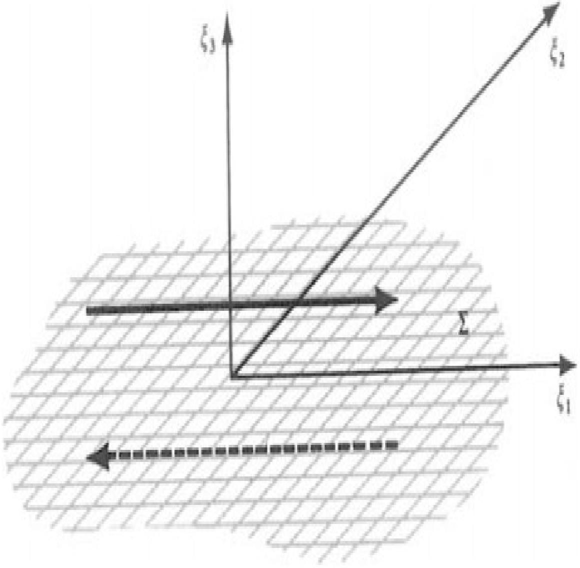
Para este formato:

$$
\begin{aligned}
u_n(\mathrm{x}, t) \;=\; & \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Omega} d\Omega(\mathrm{x}')\, f_p(\mathrm{x}', \tau) G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \mathrm{x}', 0) \\
+\; & \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi)\, [u_i(\xi, \tau)]\, \nu_j c_{ijpq}(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0) \\
-\; & \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi)\, [T_p(\xi, \tau)]\, G_{np}(\mathrm{x}, t-\tau; \xi, 0)\,,
\end{aligned}
$$

Teorema da representação para uma superfície interna descontínua

Tem-se que o campo de deslocamento nos lados da descontinuidade $u_i^-(\xi, t)$ e $u_i^+(\xi, t)$ são diferentes, enquanto que as trações $T_p^-(\xi, t)$ e $T_p^+(\xi, t)$ se cancelam se for assumido que elas são contínuas na superfície Σ. Portanto,o teorema da representação se reduz para

$$u_n(\mathrm{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \int_{\Sigma} d\Sigma(\xi) \, [u_i(\xi, \tau)] \, \nu_j c_{ijpq}(\xi) \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{np}(\mathrm{x}, t - \tau; \xi, 0) \quad (1)$$

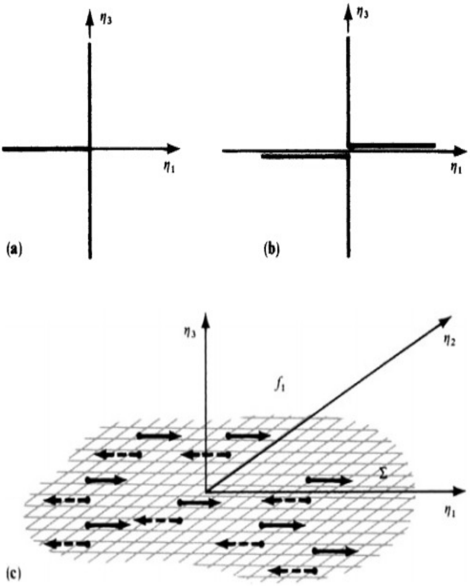


ξ_3
ξ_2
Σ
ξ_1

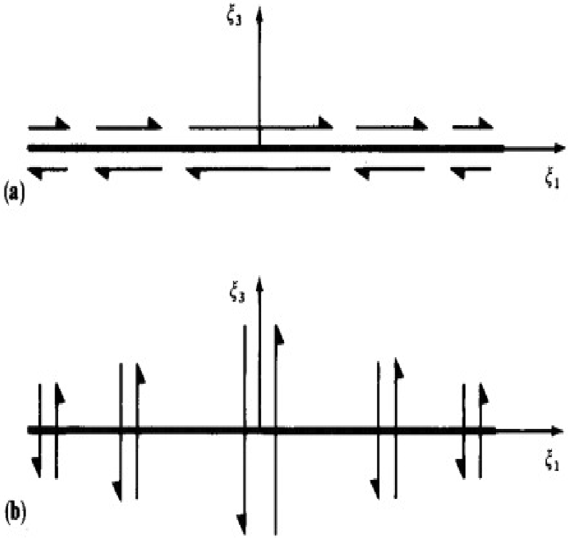
$$
\begin{aligned}
f_1(\boldsymbol{\eta}, \tau) &= -M_0 \delta(\eta_1)\delta(\eta_2)\frac{\partial}{\partial \eta_3}\delta(\eta_3)H(\tau) \\
f_2(\boldsymbol{\eta}, \tau) &= 0 \\
f_3(\boldsymbol{\eta}, \tau) &= -M_0 \frac{\partial}{\partial \eta_1}\delta(\eta_1)\delta(\eta_2)\delta(\eta_3)H(\tau)
\end{aligned}
$$

$$M_0 = \mu \bar{u} A = \mu \times \text{deslizamento médio} \times \text{área de falha}$$

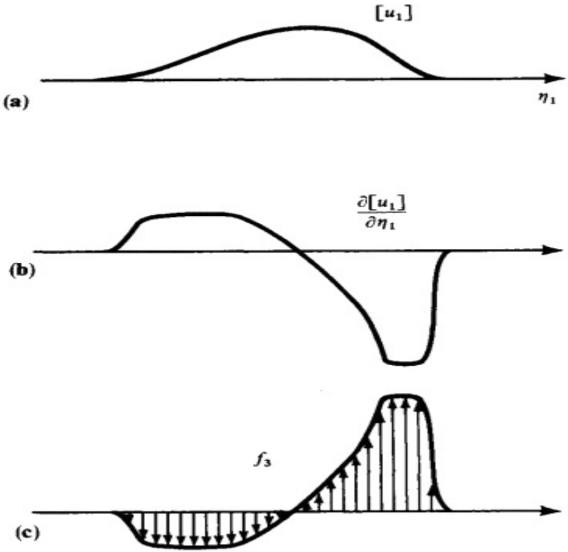
$$\log M_0 = 1.5 M_w + 16.1$$



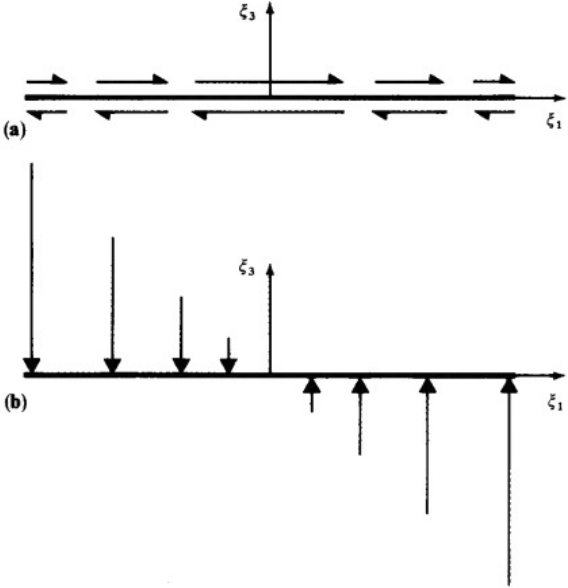
η_3
η_1
(a)
η_3
η_1
(b)
η_3
η_2
f_1
Σ
η_1
(c)



ξ_3
ξ_1
(a)
ξ_3
ξ_1
(b)



$[u_1]$
(a)
η_1
$\frac{\partial[u_1]}{\partial\eta_1}$
(b)
f_3
(c)


ξ_3
ξ_1
(a)
ξ_3
ξ_1
(b)