



Original Article: ANALISI DI STRADE DI PROTEZIONE DI DOMANDE DI CLIENTE

Citation

Surnev V.B., Islamgaliev D.V. Analisi di strade di protezione di domande di cliente. *Italian Science Review*. 2016; 2(35). PP. 16-30.

Available at URL: <http://www.ias-journal.org/archive/2016/february/Surnev.pdf>

Authors

V.B. Surnev, Ural State Mining University, Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin, Russia.

D.V. Islamgaliev, Ural State Mining University, Russia.

Submitted: February 03, 2016; Accepted: February 20, 2016; Published: February 29, 2016

Il documento descrive un modello matematico della dispersione delle onde elastiche (sismiche) con preliminare intensa limitata eterogeneità. È l'uscita dell'integrale equazione-zioni, generalizzando le equazioni noti della teoria della dispersione delle onde elastiche su una soddisfacente intenso eterogeneità prevennicato caso, senza l'uso di una teoria generale della propagazione delle onde in un mezzo con precompresso. Un algoritmo per la diffusione numerica fashion-mento di onde elastiche sulla base di queste equazioni.

Parole chiave: media eterogenei; Teoria dello scattering; onde elastiche; equazioni integrali; tensione preliminare.

Considerazioni introduttive. modello medio eterogeneo può essere rappresentato come (sfondo) ambiente solido omogeneo dove c'è disuniformità, che può essere descritta da funzioni continue e consentire localizzato con bordi netti. In generale, si assume che le disomogeneità casualmente distribuiti secondo una legge [1]. La base della teoria della propagazione delle onde, in particolare elastica, in un ambiente eterogeneo è la teoria dell'atto elementare di dispersione onde eterogeneità appartato [2, 3]. L'articolo discute lo sviluppo della teoria

dell'atto elementare di dispersione delle onde elastiche (sismiche) nel caso di eterogeneità precompresso localizzata della crosta.

Figura 1 come esempio di un ambiente eterogeneo raffigura una versione molto semplificata di una sezione geologica tipica [4], che riflette un noto esperimento del fatto che nella Terra solida in gran numero, ci sono localizzate eterogeneità. L'esistenza di queste irregolarità può essere dovuto a molti fattori geologici, come eterogeneità della composizione del materiale, la presenza di zone di concentrazione degli sforzi tettonici e così via, con una dimensione caratteristica di queste irregolarità possono variare entro ampi limiti. Il più difficile da studiare è un caso in cui le dimensioni caratteristiche di disomogeneità sono paragonabili o inferiori a lunghezze di propagazione nel mezzo di onde elastiche (sismiche) sfondo. La presenza di queste disomogeneità nel sottosuolo provoca processi di scattering che le onde sismiche diventano indispensabili per l'ultima propagazione fisica [4, 5]. Così, l'ambiente geologico è un tipico esempio di un ambiente eterogeneo.

Un altro esempio di ambienti eterogenei sono materiali compositi (compositi) che si

trovano comunemente nella tecnica, per esempio, aeromobili, edifici e così via. Con materiali compositi, incontriamo costantemente nella vita di tutti i giorni. Ad esempio, le pareti delle nostre case, costruite di pannelli in calcestruzzo armato con barre di metallo, sono tipici compositi, per non parlare la muratura, che è essenzialmente un composto altamente ordinato.

Compositi possiedono molte proprietà vantaggiose come la maggiore forza, piccola in confronto con le proprietà dei materiali simili, unità di peso uniforme e così via, e compositi uso diffuso rende necessaria la previsione del loro comportamento e le proprietà sotto varie influenze esterne. Tale previsione può essere basata sulla raccolta di un gran numero di dati sperimentali e formule empiriche ricerca simulare il comportamento dei compositi. Tuttavia, tali approcci, in alcuni casi essere soddisfacente ai fini pratici sono limitati per ovvie ragioni, ed è improbabile che soddisfacenti in termini di una teoria generale dei compositi, che possono fornire solo metodi predittivi delle loro proprietà. Prevedere le proprietà e il comportamento dei materiali compositi si basa attualmente su modelli matematici, sia dei materiali e dei processi che si verificano in loro. L'esposizione più completa della teoria (scattering) di onde elastiche nei materiali compositi è dato in [5], che delinea alcuni del modello matematico dei processi onda in compositi ordinati e in modo casuale non omogenei.

Va notato che la teoria di un atto elementare di diffusione (ad una eterogeneità localizzata), sviluppato in [3, 6, 7], non descrive tutta la diversità dei processi di dispersione delle onde elastiche in un ambiente eterogeneo. Infatti, la costruzione della teoria si ritiene che i parametri fisici del mezzo, cioè, moduli elastici, che nel caso più semplice, isotropo ridotto a due parametri Lamé, e la densità di massa del mezzo sono funzioni di coordinate, con implicitamente supposto che la dipendenza dei parametri del

materiale dell'ambiente simulato delle coordinate descrive eterogeneità della sua composizione materiale. Come esempi, i seguenti oggetti possono causare: localizzato miniera, una trappola di petrolio, e oggetti simili in geologia; rinforzo nel calcestruzzo nel settore dei materiali da costruzione. Ci sono molti altri esempi in cui non ci fermiamo.

È noto, tuttavia, che i parametri fisici del mezzo, come moduli elastici, come i componenti del tensore della quarta valenza (tutti gli ulteriori occorrenze i, j, k, l, p, q, \dots di assumere i valori 1, 2, 3 indipendentemente l'uno dall'altro), sono determinate secondo la realizzato in un elastico condizioni medie termodinamiche e sono espressi dalla seguente formula [4]

$$c_{ijkl}^{(p)} = \left(\frac{\partial^2 U}{\partial S_{ij} \partial S_{kl}} \right)_{p=const}$$

dove p - corrispondente al parametro termodinamico. Nel caso in cui come viene utilizzato il parametro entropia σ termodinamica, il modulo di elasticità isoentropico chiamata, se il parametro termodinamico utilizzando la temperatura θ assoluta, chiamato moduli di elasticità isotermici e così via. Così, i moduli elastici sono determinati per le condizioni termodinamiche fissi e i loro valori dipendono, in generale, i parametri termodinamici in cui sono definiti i moduli.

Per moduli elastici definiti sotto opportune condizioni termodinamiche, condizioni Maxwell simmetria [4], cioè una coppia di prima permutazione di due indici con un paio di ultimi due indici del tensore di moduli elastici non cambia il valore di isoentropico, isotermica, e simili dei moduli elastici. Così, in vivo seguenti relazioni note valgono per il modulo di elasticità:

$$c_{ijkl}^{(p)} = \left(\frac{\partial^2 U}{\partial S_{ij} \partial S_{kl}} \right)_{p=const} = c_{klij}^{(p)}$$

Possiamo considerare due casi a seconda setacciato corso dei moduli elastici della proprietà: 1) i moduli elastici dipendono da

influenze esterne sul sistema "spargendo oggetti - ambiente"; 2) i moduli elastici dipendono da influenze interne nel "oggetto di diffusione - ambiente". Nonostante il fatto che questa divisione è, generalmente parlando, è condizionale, in termini di analisi del sistema di questi due casi dovrebbero essere separati.

Nel primo caso, le influenze esterne non influiscono direttamente il cambiamento dello stato termodinamico del mezzo elastico. Ad esempio, se un parametro termodinamico si riferisce p alla pressione, è possibile identificare valori di modulo isobariche dipendono dai componenti tensore pre-stress in un mezzo elastico, con il valore di questi ultimi a loro volta sono determinati da impatti potenza dall'esterno ai siti multimediali volume dedicati e questi effetti sono di natura meccanica. Si tratta di processi tettonici e antropiche in geologia, carico processi nella costruzione di strutture e così via. Pertanto, la modellazione matematica delle onde sismiche dispersione disomogeneità del mezzo, è desiderabile essere in grado di condividere i contributi alla dispersione causata da una composizione mutevole dell'ambiente reale e la presenza del campo di tensioni interne in oggetto di ricerca, il campo indotto presollecitazione nell'ambiente. Questa separazione è molto utile, ad esempio, durante la modellazione della dispersione delle onde elastiche per oggetto tettonica, che consente di esplorare le dinamiche dello stato tensionale dell'oggetto di ricerca.

Nel secondo caso, il sistema è suscettibile di influenze causati da processi interni nel sistema. Sotto i processi interni possono essere in Nima, per esempio, la variazione di temperatura nell'oggetto, che porta ad un cambiamento nei moduli elastici. Questa situazione si verifica, ad esempio, in una trappola olio preriscaldato riempito con viscoso. Preriscaldamento (per ridurre la viscosità dell'olio e il miglioramento delle condizioni di produzione), induce la sovrappressione. Una situazione analoga si verifica sul

riscaldamento della camera di magma nella preparazione di una eruzione vulcanica.

In questo documento, si considera solo il primo caso di dipendenza dei moduli elastici delle influenze esterne che non cambiano lo stato termodinamico dell'ambiente significativamente.

Formalmente, si può supporre che la dipendenza della moduli di elasticità delle variazioni della composizione e sul pre-stress nell'ambiente di coordinate viene presa in considerazione la teoria della dispersione delle onde elastiche, che si basa sul formalismo della teoria delle perturbazioni per la soluzione delle equazioni del moto [7]

$$\rho \frac{\partial^2 u^i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x^j} \left[c_{ijkl} \frac{\partial u^l}{\partial x^k} \right] + \rho f^i$$

In teoria perturbativa, si presume che i moduli elastici dipendono dalle coordinate del punto di un mezzo continuo, cioè,

$$c_{ijkl} = c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3) \equiv c_{ijkl} \left(\begin{matrix} \rightarrow \\ x \end{matrix} \right)$$

e può essere rappresentato come (1).

I valori Δc_{ijkl} dipendono dalle coordinate spaziali, sono chiamati tutti, o fluttuazioni del modulo elastico e consentire di simulare la presenza di eterogeneità nel mezzo [8].

Il rapporto di (1) - è essenzialmente una approssimazione lineare nell'espansione dei componenti tensoriali $c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3)$ in serie di Taylor nelle coordinate del punto di osservazione. Supponendo che i moduli elastici sono anche colpiti dalla pre-stress in un ambiente che è

$$c_{ijkl} = c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3, \sigma_{pq})$$

è possibile registrare nei rapporti approssimazione lineare simile a (1): (2).

Nelle formule (2), il primo termine - sfondo omogeneo unità mezzo elastico, il secondo termine - la variazione dei moduli elastici, a causa della eterogeneità della composizione del materiale, e il terzo termine - la variazione dei moduli elastici,

per la presenza di processi, provocando l'emergere di pre-stress in ambiente.

Tenere presente che l'impatto di generare pre-stress in ambiente, può disturbare la simmetria del tensore dei moduli elastici fino alla rottura della simmetria di Maxwell. Di conseguenza, ci si può aspettare che per un oggetto che può essere caratterizzato da fluttuazioni del modulo elastico causata dal modo in cui l'eterogeneità della composizione materiale e pre-ha sottolineato condizione sarà vera "asimmetria"

$$\Delta c_{ijkl}^*(x_1, x_2, x_3, \sigma_{pq}) \neq \Delta c_{klij}^*(x_1, x_2, x_3, \sigma_{pq})$$

Questa condizione cambia notevolmente l'immagine del campo d'onda oggetto dispersa, che può servire come un predittore addizionale di on-esempio, in un sismica dinamica.

Riassumendo quanto sopra, si può concludere che lo sviluppo di modelli matematici atti elementari di dispersione delle onde elastiche disomogeneità localizzati dovuti alla disomogeneità della composizione materiale e la presenza di precarico in un mezzo continuo, è tuttora valido.

Il modello matematico del modello a oggetti o di un veicolo. Questo articolo discute la versione più semplice di un modello matematico della dispersione delle onde elastiche isolate oggetto localizzata, ad esempio un sifone, che può essere descritto come un pre-teso l'eterogeneità della composizione materiale in uno sfondo mezzo omogeneo (figura 2). Stabilire un modello matematico dell'oggetto, che è, descriviamo la terminologia della teoria dei sistemi modello di veicolo, che è la causa fisica della dispersione delle onde elastiche, che si trasformano alla figura 2.

La figura seguente notazione: V_0 - l'eterogeneità dovuta alle diverse dall'ambiente composizione di sfondo materiale di protezione - l'oggetto di diffusione effettiva; V_1 - Eterogeneità dovuta alla presenza dell'oggetto

presollecitazione campo. La linea esterna tratteggiata - un confine condizionale disomogeneità volume utile $V_{\phi\phi}$, fuori della quale non è un mezzo di sfondo con parametri costanti di: (3).

Di conseguenza, in ambiente di fondo non è pre-stress, e si suppone struttura materiale omogeneo.

Idealmente, una quantità efficace di eterogeneità può essere rappresentato come

$$V_{\phi\phi} \stackrel{def}{=} V_0 \cup V_1$$

Tuttavia, la simulazione numerica è conveniente per credere (vedere la Figura 2) che il volume totale di disuniformità (4) che è interamente racchiuso in $V_{\phi\phi}$. Il

concetto di volume utile del disomogeneo-immesso la prima volta in [8], consentirà in futuro durante i calcoli di rinunciare all'operazione di differenziazione delle funzioni generalizzate che semplificano notevolmente tutte le conclusioni.

Sotto queste ipotesi, il modello matematico dell'oggetto può essere descritto con rapporti di forma (2) (5) dove l'indicatore, o funzioni caratteristiche della zona (di seguito denominato semplicemente funzione di dominio) sono definiti come segue:

$$\chi_0 = \chi_0(V_0) = \begin{cases} \rightarrow \\ 1, & x \in V_0, \\ \rightarrow \\ 0, & x \notin V_0, \end{cases}$$

$$\chi_1 = \chi_1(V_1) = \begin{cases} \rightarrow \\ 1, & x \in V_1, \\ \rightarrow \\ 0, & x \notin V_1. \end{cases}$$

Con relazioni (5) deve essere aggiunto a una relazione simile per la densità di massa: (6).

Qui $\Delta\rho(x_1, x_2, x_3)$ - le fluttuazioni di densità di massa causate cambiando la composizione materiale del mezzo, e - variazione della densità di massa a causa della presenza in mezzo prestresses.

Le equazioni (3) - (6) definiscono un modello matematico dell'oggetto, che viene utilizzato in questo articolo per costruire

una teoria di atto solitario di dispersione delle onde elastiche (sismiche).

modello matematico del processo di diffusione, oppure il modello firma. In questo documento, un modello matematico del processo di dispersione delle onde elastiche basati sulla equazione del moto è lineare elastico medio disomogenea, che costituiscono la terminologia della teoria della firma di un modello matematico di sistemi di dispersione. Descriviamo il modello di firma.

L'equazione di propagazione delle onde elastiche (03.04.64) per un mezzo disomogeneo in forma di componente è (7).

Qualora $i = 1, 2, 3$, come elasticità C_{ijkl} e densità di massa ρ unità espresse dalle formule (5) e (6), rispettivamente (in funzione del tempo per questi valori non sono attese - l'ambiente è considerato essere fermo). Ricordiamo che la convenzione usata sulla somma di tutti quando si scrivono le equazioni su indice due volte ripetuto (una volta al di sotto e una volta in cima) sommatoria 1-3.

Per semplicità, si continua a considerare un modello matematico del processo di dispersione delle onde elastiche armoniche, cioè, per tutte le funzioni di campo e forze esterne assunto dipendenza dal tempo della specie $\exp(-i\omega t)$. Nel caso dell'equazione onda armonica (7) assume la forma (8).

Nell'equazione (8) ω - la frequenza angolare delle onde elastiche generate dalla sorgente del segnale monocromatico, o sue armoniche nell'espansione Fourier. Nell'equazione (8) si assume che le fonti di disturbo mezzo elastico sono fuori dell'oggetto dispersione (la situazione è realizzato, ad esempio, nell'esplorazione sismica e difetto) - nel lato destro dell'equazione come il fattore di costo nella densità dello sfondo resistenza media densità apparente. Sostituendo (8) di formula (5) e (6), dopo semplici trasformazioni (9).

Il sistema di equazioni (9) descrive l'effettivo processo di dispersione delle onde elastiche eterogenea precompressa

inclusione $V_0 \cup V_1$, disposte in uno sfondo mezzo omogeneo V , cioè la firma del modello matematico costruito.

Funzione di Green operatore differenziale di verde sul lato sinistro (9) è una soluzione di (10).

Senza ripetere i calcoli ben note danno solo il risultato finale - funzione di Green per un mezzo isotropo illimitata [7]: (11).

Qui k_p e k_s - i numeri d'onda per le onde longitudinali e trasversali, rispettivamente, e $r = \left\| \begin{matrix} \vec{x} \\ \vec{x} - \vec{x}_1 \end{matrix} \right\|$ - la norma (lunghezza) della differenza del raggio vettore \vec{x} del punto di osservazione e il raggio vettore di una \vec{x}_1 sorgente puntiforme.

Utilizzando il principio di Duhamel [9], e tenuto conto (11), scriviamo la soluzione dell'equazione non omogenea (9) come segue: (12)

Il secondo termine sul lato destro (12) è una soluzione di (13) e descrive la propagazione dei disturbi dalle sorgenti di campo sono concentrati in un volume di fondo omogeneo mezzo in assenza di inclusione e chiamato nella teoria dello scattering dell'incidente o il campo primario. Lasciare componente con il numero di campo primario come segue: (14).

La presenza del primo termine sul lato destro (12) per l'influenza delle fonti secondarie del campo, a causa di fluttuazioni esistenti dei moduli elastici

$$\Delta c_{ijkl} \left(\vec{x}_1 \right), \quad \Delta c_{ijkl}^* \left(\vec{x}_1 \right) \quad \text{e densità}$$

$$\Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right), \quad \Delta \rho^* \left(\vec{x}_1 \right) \quad \text{disomogeneità nel}$$

volume $V_0 \cup V_1 \subset V_{\phi\phi}$, e si chiama campo diffuso: (15).

L'integrazione nell'equazione (12) per la convenienza estende al volume effettivo del mezzo $V_{\phi\phi}$, che è equivalente ad una

integrazione sul volume di non $V_0 \cup V_1$ uniformità nelle relazioni (5) e (6).

Quindi, l'assunzione di linearità nella campo pieno $u^i(\vec{x})$ ($i=1, 2, 3$) onda

processo di diffusione in ogni $\vec{x} \in V$ punto del volume medio

$V = C(V_{\rightarrow\phi\phi}) \cup V_{\rightarrow\phi\phi} \equiv C(V_{\rightarrow\phi\phi}) \cup (V_0 \cup V_1)$ è la somma (16).

Nota, si considera solo il processo di diffusione, ignorando l'assorbimento di energia delle onde nella disomogeneità. Inoltre, ricordiamo che il campo diffuso in un mezzo infinito deve soddisfare la condizione di radiazione Sommerfeld, che consiste nel fatto che sulla superficie di infinito

$$\lim_{\|\vec{x}\| \rightarrow \infty} \frac{1}{\|\vec{x}\|} u^i_{scat}(\vec{x}) = 0$$

L'equazione (12) è una equazione integrale lineare di tipo Fredholm. La presenza di termini

$$\frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\chi_0 \cdot \Delta c_{pjkl}(\vec{x}_1) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\chi_1 \cdot \Delta c_{pjkl}^*(\vec{x}_1) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right]$$

nell'equazione complica sua soluzione numerica. Se l'eterogeneità è continuo in natura, che si esprime dal bordo e lo sfondo l'eterogeneità della sezione ambiente non è presente, allora la presenza di derivati porta solo per difficoltà tecniche nella soluzione numerica. Se vi è una interfaccia "secco", quali funzioni $c_{ijkl}(\vec{x})$ e $\rho(\vec{x})$ gap esperienza del primo ordine (da considerazioni fisiche possono $c_{ijkl}^*(\vec{x}_1)$

e $\rho^*(\vec{x}_1)$ essere prese come zero in modo

continuo andare all'estero $V_{\rightarrow\phi\phi}$), di derivati sono espressi attraverso δ -funzione, che è totalmente inaccettabile nella soluzione numerica. Per eliminare questa caratteristica in [7], una procedura per limitare l'uso di che in questo caso è significativamente diverso dal caso semplice descritto in questo lavoro. Una descrizione di questo procedimento è il seguente.

Si prega di notare che, tenendo conto della formula per differenziare un prodotto funziona

$$\chi_0 \cdot \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl}(\vec{x}_1) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \chi_1 \cdot \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl}^*(\vec{x}_1) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right]$$

L'equazione (12) può essere scritta come (17).

L'equazione (17) può essere riscritta separando contributi al campo diffuso dalle irregolarità della composizione e precompressa (18) dove abbiamo denotato (19).

Nella formula (19) $\vec{y} \in V'$ - il raggio vettore dei punti esterni incidente sorgente onda, che occupa il volume V' , e di semplificare la designazione rimosso, a seconda della frequenza angolare.

È facile vedere che nell'equazione (18) in virtù delle proprietà caratteristiche delle funzioni di campo-zione $\chi_0(V_0)$ e $\chi_1(V_1)$ l'integrazione dei distribuita rispettivamente il primo termine sul volume occupato dal disomogeneità della composizione materiale, $\vec{x}_1 \in V_0$ cioè, e nel secondo termine - nell'area dello stato tensionale, cioè $\vec{x}_1 \in V_0 \cup V_1$. Così, il primo termine può essere riscritta come (20) e il secondo termine sotto forma di (21).

Ora, invece di (16) abbiamo (22).

Facendo riferimento alla figura (3), che per semplicità è una vista in sezione dell'oggetto a, per esempio, il piano delle coordinate. Sigillare le irregolarità S_0 e S_1 della superficie della composizione dei materiali e dello stato tensionale in un strati infinitamente sottili V_0^\pm e V_1^\pm formato due non si tocchino S_0 e S_1 superfici, S_0^- , S_0^+ e S_1^- , S_1^+ rispettivamente. Inoltre supporre

$$\text{che, } \Delta c_{ijkl}, \Delta \rho, \frac{\partial}{\partial x^j} \left[\Delta c_{ijkl} \frac{\partial u^l}{\partial x^k} \right] \text{ e}$$

$$\Delta c_{ijkl}^*, \Delta \rho^*, \frac{\partial}{\partial x^j} \left[\Delta c_{ijkl}^* \frac{\partial u^l}{\partial x^k} \right] \text{ variando}$$

continuamente il valore 0 ad un valore finale S_0^+ e S_0^- sulle superfici S_1^+ e S_1^- sulle superfici rispettivamente. Infine si procede al limite nel primo e nel secondo termine $V_0^\pm \rightarrow 0$ e $V_1^\pm \rightarrow 0$ integrale dell'equazione (18). Poiché la conversione avvenga su entrambe le superfici S_0 e S_1 identiche, poi passare, ad esempio, alla superficie S_0 . Il termine integrale (20) - Il primo termine sul lato destro dell'equazione (18) viene trasformato nel modo seguente: (23).

Qui V_0^- è il volume delimitato da una superficie S_0^- . Facciamo, allora, V_0^+ - il volume delimitato dalla superficie S_0^+ . Successivo introduciamo la notazione per la disomogeneità strato limite

$$V_0^\pm = V_0^+ - V_0^-.$$

Ora l'integrale nel secondo termine sul lato destro (23), comprendente i derivati, usando il Teorema differenziazione di un prodotto funziona trasformare Teorema Gauss nella somma di due integrali di superficie: (24).

Sostituendo (24) nella (23) e passando al limite previsto $V_0^\pm \rightarrow 0$, tenendo conto delle variazioni di continuità Δc_{ijkl} , $\Delta \rho$ il

V_0^\pm fatto e che sulla superficie delle S_0^+ fluttuazioni $\Delta c_{ijkl} = 0$, $\Delta \rho = 0$, otteniamo (25).

Sul lato destro dell'espressione (25) per trasformare la superficie solidale volumetrico presa integrante conto del fatto che il soggetto $V_0^\pm \rightarrow 0$

$$\lim_{V_0^\pm \rightarrow 0} \iint_{S_0^-} n^j \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) ds^- =$$

$$= \iint_{S_0} n^j \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x} \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) ds$$

otteniamo:

$$\iint_{S_0} n^j \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x} \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) ds =$$

$$= \iiint_{V_0} \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left\{ \begin{array}{l} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \left(\vec{x}_1 \right) \right] \\ G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) \end{array} \right\} d \vec{x}_1$$

Utilizzando il risultato in (25) per il $u_{scat}^i \left(\vec{x} \right)$ campo diffusa dalla

disomogeneità della composizione materiale, conducendo calcoli simili per il secondo integrale in (21), e la scrittura simile (25) uguale al $u_{scat}^i \left(\vec{x} \right)$ campo

diffuso distribuzione nello spazio pre-stress, e, infine, sostituendo (22), si ottiene la seguente equazione integrale per il campo totale nell'intero spazio all'interno della disomogeneità, e fuori: (26).

L'integrazione nell'equazione (26) è portato sul volume effettivo di eterogeneità in vista della (5) e (6) e le proprietà delle funzioni caratteristici della zona.

L'equazione (26) descrive la dispersione (armonica) di onde elastiche lo eterogeneità precompressa non importa se l'eterogeneità della interfaccia è limitato, e suoi parametri

vengono cambiati continuamente in uno strato di transizione. Questa equazione è l'analogo della teoria equazione Lippmann-Schwinger quantum dispersione [2].

Soluzione del problema fondamentale della teoria dello scattering. L'obiettivo principale della teoria dello scattering è il problema di trovare una sequenza di stati oggetto di studio "campo d'onda eterogeneità precompressa +". La soluzione a questo problema sulla base di un sistema di equazioni integrali (2.6) a modelli realistici può essere ottenuta, ovviamente, solo con soluzione numerica delle equazioni, per esempio, il metodo delle approssimazioni successive: (27).

In (27) le componenti n pedice del campo $u_{(n)}^p$ d'onda è il numero di iterazioni. Per la prima volta i risultati della simulazione numerica della dispersione delle onde piane elastiche sulla base dell'equazione (26) per un semplice caso di disomogeneità della composizione materiale sono stati pubblicati in [8].

Nel caso in cui l'inserimento di un basso contrasto sulla composizione e precompressa - fluttuazioni di densità e modulo elastico dei due tipi sono piccole, (27) possiamo limitiamo a prima approssimazione (28).

L'approssimazione (28), che porta il nome del primo approssimazione di Born, in grado di descrivere adeguatamente il processo di diffusione per le inclusioni a basso contrasto.

La presenza delle derivate parziali delle funzioni incognite sotto l'integrale (26) porta ad alcune difficoltà tecniche nel processo di simulazione numerica. Va notato che la loro presenza nell'equazione integrale (26) per il fatto che per ottenere le equazioni si è proceduto dal sistema di equazioni differenziali (8) e del secondo ordine parziali - equazioni di Lamè. Un diverso approccio alla derivazione di equazioni integrali del problema della dispersione delle onde acustiche, elastiche ed elettromagnetici è descritto in una delle

[3] autori. La diffusione dei risultati di [3] per questo caso l'eterogeneità precompressa è il compito immediato degli autori.

Conclusioni. Il documento sviluppato un algoritmo per risolvere il problema della dispersione delle elastiche onde sismiche (sismico) precompressa disomogeneità isolata della composizione materiale. Il modello può descrivere un gran numero di situazioni che si presentano in un sismica dinamica. In realtà l'algoritmo si basa su una teoria di diffusione convenzionale senza utilizzare la teoria generale della propagazione delle onde elastiche in ambiente precompressa. Nel prossimo futuro, gli autori suggeriscono di pubblicare i risultati della modellazione numerica che renderanno le raccomandazioni specifiche per la sismica.

References:

1. Isimaru A. 1981. Wave Propagation and Scattering in random media. V.1 280 p.
2. Taylor J. 1975. Scattering theory. Non-relativistic quantum theory of collisions. 565 p.
3. Surnev V.B. 1988. Scattering of elastic waves localized eterogeneità. Proceedings of the USSR Academy of Sciences. P. 9 - 19.
4. Surnev V.B. 2012. Mathematical modeling. Continuous deterministic models. Publishing. Ural State Mining University. 689 p.
5. Christensen R. 1982. Introduction to the mechanics of composites. 334 p.
6. Hudson J.A. 1968. The Scattering of Elastic Waves by Granular Media. p. 487 - 502.
7. Pao Y.H. 1976. Huygens principle, radiation conditions, and integral formulas for the scattering of elastic waves. V. 59. p. 1361 - 1371.
8. Surnov V.B. 1988. Numerical solution of the problem of scattering of elastic waves limited body. Math. USSR Academy of Sciences. P. 87-93.
9. Vladimirov V.S. 1981. Equations of mathematical physics. 512 p.

Figura 1

TOPOGRAFIA DI SUPERFICIE

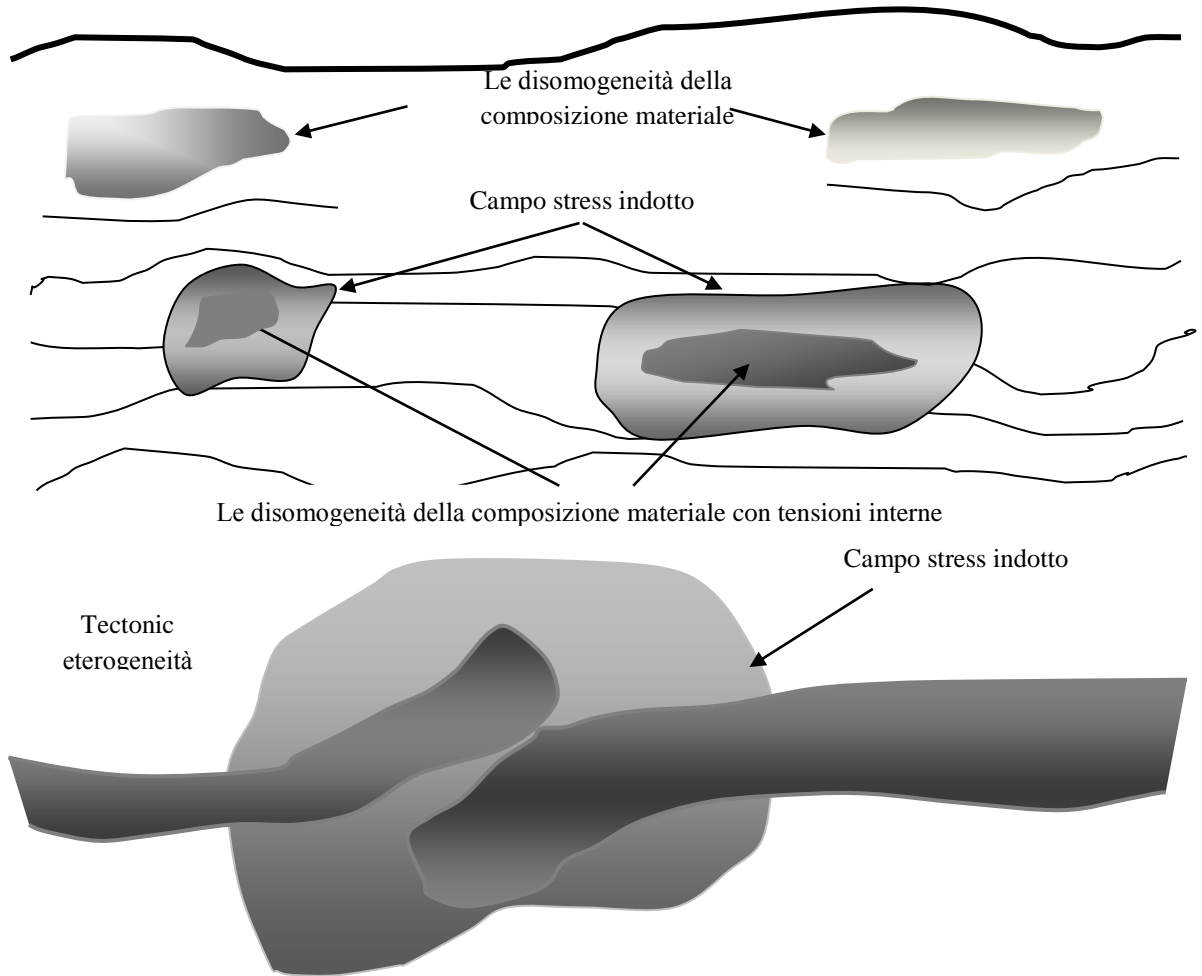


Figura 2

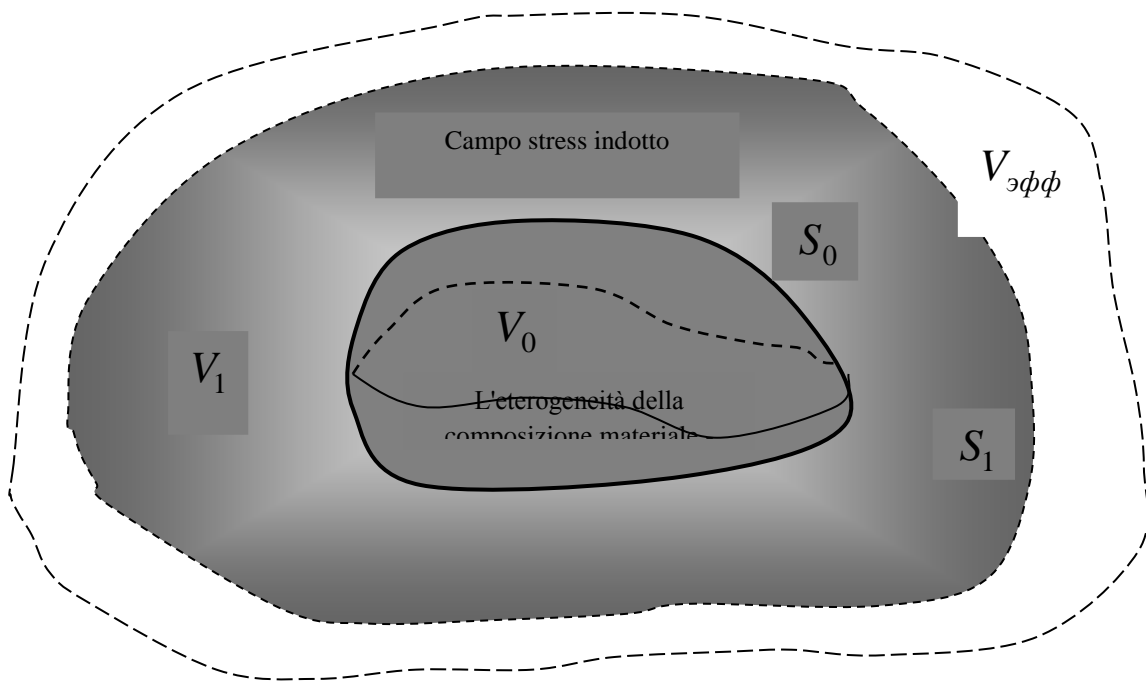
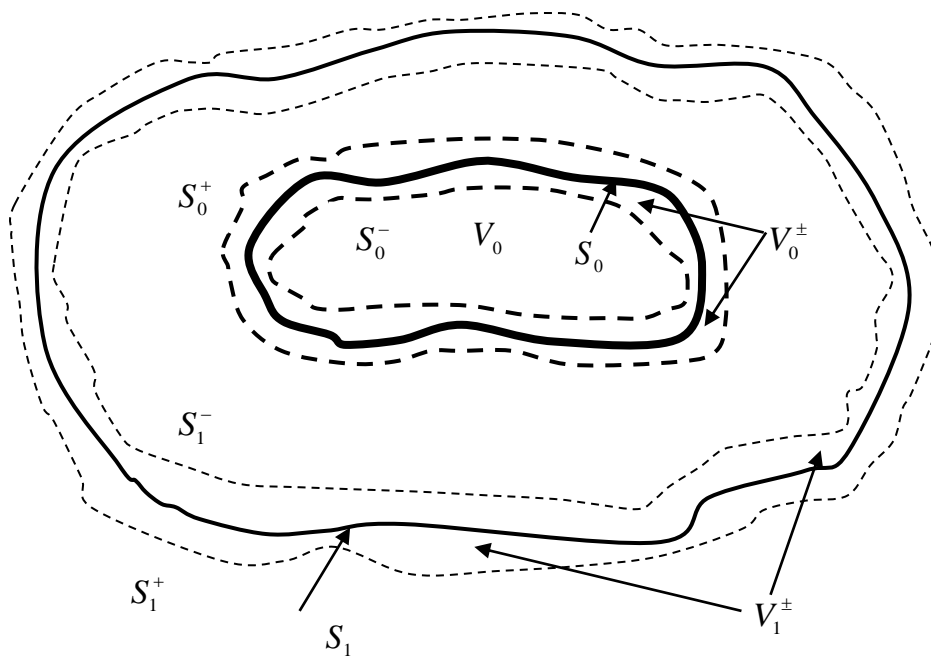


Figura 3



$$c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3) \equiv c_{ijkl}^0 + \Delta c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3) \quad (1)$$

$$c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3) \equiv c_{ijkl}^0 + \Delta c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3) + \Delta c_{ijkl}^*(x_1, x_2, x_3, \sigma_{pq}) \quad (2)$$

$$\rho = \rho_0, c_{ijkl} = c_{ijkl}^0 \quad (3)$$

$$V_0 \cup V_1 \subset\subset V_{\partial\phi\phi} \quad (4)$$

$$c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3) \equiv c_{ijkl}^0 + \chi_0 \cdot \Delta c_{ijkl}(x_1, x_2, x_3) + \chi_1 \cdot \Delta c_{ijkl}^*(x_1, x_2, x_3, \sigma_{pq}) \quad (5)$$

$$\rho(x_1, x_2, x_3) \equiv \rho_0 + \chi_0 \cdot \Delta\rho(x_1, x_2, x_3) + \chi_1 \cdot \Delta\rho^*(x_1, x_2, x_3, \sigma_{pq}) \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u^i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x^j} \left[c_{ijkl} \frac{\partial u^l}{\partial x^k} \right] + \rho f^i \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x^j} \left[c_{ijkl} \frac{\partial u^l}{\partial x^k} \right] + \rho \omega^2 u^i = -\rho_0 f^i \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & c_{ijkl}^0 \cdot \frac{\partial^2 u^l}{\partial x^j \partial x^k} \left(\vec{x} \right) + \rho_0 \cdot \omega^2 u^i \left(\vec{x} \right) = \\ & = -\frac{\partial}{\partial x^j} \left[\chi_0 \cdot \Delta c_{ijkl} \left(\vec{x} \right) \frac{\partial u^l}{\partial x^k} \right] - \frac{\partial}{\partial x^j} \left[\chi_1 \cdot \Delta c_{ijkl}^* \left(\vec{x} \right) \frac{\partial u^l}{\partial x^k} \right] - \\ & - \chi_0(V_0) \cdot \Delta\rho \left(\vec{x} \right) \omega^2 u^i - \chi_1(V_1) \cdot \Delta\rho^* \left(\vec{x} \right) \omega^2 u^i - \rho_0 f^i, \end{aligned} \quad (9)$$

$$c_{ijkl}^0 \frac{\partial^2}{\partial x^j \partial x^k} G_{jk} + \rho^0 \omega^2 G_{ij} = -\delta_{ij} \delta \left(\vec{x} - \vec{x}_1 \right) \quad (10)$$

$$\begin{aligned} G_{mn} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) &= \frac{1}{4\pi\rho\omega^2} \left[\delta_{mn} k_s^2 \frac{\exp(ik_s r)}{r} \right] - \\ & - \frac{\partial^2}{\partial x_m \partial x_n} \left(\frac{\exp(ik_p r)}{r} - \frac{\exp(ik_s r)}{r} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

$$u^i \left(\vec{x} \right) = \iiint_{V_{\partial\phi\phi}} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\chi_0 \cdot \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\chi_1 \cdot \Delta c_{pjkl}^* \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] \right] + \right.$$

$$+ \chi_0(V_0) \cdot \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p + \chi_1(V_1) \cdot \Delta \rho^* \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \left\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) d \vec{x}_1 +$$

$$+ \rho^0 \iiint_{V'} f^p \left(\vec{x}_1 \right) G_{ip} \left(\vec{x}_1, \vec{x}', \omega \right) d \vec{x}' \quad (12)$$

$$c_{ijkl}^0 \frac{\partial^2 u^l}{\partial x^j \partial x^k} + \rho^0 \omega^2 u^i = -\rho^0 f^i \quad (13)$$

$$u_{in}^i \left(\vec{x} \right) \stackrel{def}{=} \rho^0 \iiint_{V'} f^l \left(\vec{x}_1 \right) G_{il} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) d \vec{x}_1 \quad (14)$$

$$u_{scat}^i \left(\vec{x} \right) \stackrel{def}{=} \iiint_{V_{\phi\phi}} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\chi_0 \cdot \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\chi_1 \cdot \Delta c_{pjkl}^* \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] \right] \right\} +$$

$$+ \chi_0(V_0) \cdot \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p + \chi_1(V_1) \cdot \Delta \rho^* \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \left\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) d \vec{x}_1 \quad (15)$$

$$u^i \left(\vec{x} \right) = u_{in}^i \left(\vec{x} \right) + u_{scat}^i \left(\vec{x} \right) \quad (16)$$

$$u^i \left(\vec{x} \right) = \iiint_{V_{\phi\phi}} \left\{ \chi_0(V_0) \cdot \left[\frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right] + \right.$$

$$\left. + \chi_1(V_1) \cdot \left[\frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl}^* \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho^* \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right] \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) d \vec{x}_1 +$$

$$+ \rho^0 \iiint_{V'} f^p \left(\vec{x}_1 \right) G_{ip} \left(\vec{x}_1, \vec{y}, \omega \right) d \vec{y} \quad (17)$$

$$u^i \left(\vec{x} \right) = u_{in}^i \left(\vec{x} \right) +$$

$$\begin{aligned}
& + \iiint_{V_{\partial\phi\phi}} \chi_0(V_0) \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 + \\
& + \iiint_{V_{\partial\phi\phi}} \chi_1(V_1) \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl}^* \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho^* \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1
\end{aligned} \tag{18}$$

$$u_{in}^i \left(\vec{x} \right) \stackrel{def}{=} \rho^0 \iiint_{V'} f^p \left(\vec{x}_1 \right) G_{ip} \left(\vec{x}_1, \vec{y} \right) d \vec{y} \tag{19}$$

$$u_{scat}^i{}^0 = \iiint_{V_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 \tag{20}$$

$$u_{scat}^i{}^1 = \iiint_{V_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl}^* \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho^* \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 \tag{21}$$

$$u^i \left(\vec{x} \right) = u_{in}^i \left(\vec{x} \right) + u_{scat}^i{}^0 \left(\vec{x} \right) + u_{scat}^i{}^1 \left(\vec{x} \right) \tag{22}$$

$$\begin{aligned}
u_{scat}^i{}^0 & = \iiint_{V_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 = \\
& = \iiint_{V_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 + \\
& + \lim_{V_0^\pm \rightarrow 0} \iiint_{V_0^\pm} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \right] + \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 \tag{23}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \iiint_{V_0^\pm} \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \left(\vec{x}_1 \right) \right] G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 = \\
& = \iiint_{V_0^\pm} \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \left(\vec{x}_1 \right) G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) \right] d \vec{x}_1 -
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \iiint_{V_0^\pm} \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial}{\partial x_1^j} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 = \\
& = \iint_{S_0^+} n^j \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) ds^+ - \\
& - \iint_{S_0^-} n^j \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) ds^- - \\
& - \iiint_{V_0^\pm} \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial}{\partial x_1^j} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 \quad (24)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
u_{scat}^i \left(\vec{x} \right) &= \lim_{V_0^\pm \rightarrow 0} \iiint_{V_0^-} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \left(\vec{x}_1 \right) \right] + \right. \\
& \quad \left. + \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \left(\vec{x}_1 \right) \right\} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) d \vec{x}_1 = \\
& = \iiint_{V_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1^j} \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \left(\vec{x}_1 \right) \right] + \right. \\
& \quad \left. + \Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) \omega^2 u^p \left(\vec{x}_1 \right) G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1, \omega \right) \right\} d \vec{x}_1 - \\
& - \lim_{V_0^\pm \rightarrow 0} \iint_{S^-} n^j \Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) ds^- \quad (25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& u^i \left(\vec{x} \right) = u_{in}^i \left(\vec{x} \right) + \\
& + \iiint_{V_{\partial\phi\phi}} \left\{ \left[\Delta \rho \left(\vec{x}_1 \right) + \Delta \rho^* \left(\vec{x}_1 \right) \right] \omega^2 u^p \left(\vec{x}_1 \right) G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) - \right. \\
& \left. - \left[\Delta c_{pjkl} \left(\vec{x}_1 \right) + \Delta c_{pjkl}^* \left(\vec{x}_1 \right) \right] \frac{\partial u^l}{\partial x_1^k} \left(\vec{x}_1 \right) \frac{\partial}{\partial x_1^j} G_{ip} \left(\vec{x}, \vec{x}_1 \right) \right\} d \vec{x}_1 \quad (26)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& u_{(n+1)}^i(\vec{x}) = u_{in}^i(\vec{x}) + \\
& + \iiint_{V_{\partial\phi\phi}} \left\{ \left[\Delta\rho(\vec{x}_1) + \Delta\rho^*(\vec{x}_1) \right] \omega^2 u_{(n)}^p(\vec{x}_1) G_{ip}(\vec{x}, \vec{x}_1) - \right. \\
& - \left. \left[\Delta c_{pjkl}(\vec{x}_1) + \Delta c_{pjkl}^*(\vec{x}_1) \right] \frac{\partial u_{(n)}^l(\vec{x}_1)}{\partial x_1^k} \frac{\partial}{\partial x_1^j} G_{ip}(\vec{x}, \vec{x}_1) \right\} d\vec{x}_1
\end{aligned} \tag{27}$$

$$\begin{aligned}
& u^i(\vec{x}) = u_{in}^i(\vec{x}) + \\
& + \iiint_{V_{\partial\phi\phi}} \left\{ \left[\Delta\rho(\vec{x}_1) + \Delta\rho^*(\vec{x}_1) \right] \omega^2 u_{in}^p(\vec{x}_1) G_{ip}(\vec{x}, \vec{x}_1) - \right. \\
& - \left. \left[\Delta c_{pjkl}(\vec{x}_1) + \Delta c_{pjkl}^*(\vec{x}_1) \right] \frac{\partial u_{in}^l(\vec{x}_1)}{\partial x_1^k} \frac{\partial}{\partial x_1^j} G_{ip}(\vec{x}, \vec{x}_1) \right\} d\vec{x}_1
\end{aligned} \tag{28}$$