

Figura 42. Secuencia de proceso onda convertida.

5.5.2 Registro de campo y análisis de frecuencia.

El registro correspondiente al punto de tiro 160 con su análisis de frecuencia, la cual se encuentra entre 5 y 45 Hz para -15 dB, muestra un contenido espectral menor que el típico de una onda P, se puede observar que las baja frecuencias forman un cono más amplio asociado al ruido de fuente (*ground roll*), a su vez las trazas ubicadas al lado derecho del punto de tiro tienen la polaridad invertida lo cual se debe a la configuración del sensor triaxial, ya que estos están direccionados (Figura 43). En la figura 44 se observa que hay poco contenido de altas frecuencias lo cual implica que posiblemente estos registros no son muy útiles para estudios estratigráficos, que requieran de alta resolución.

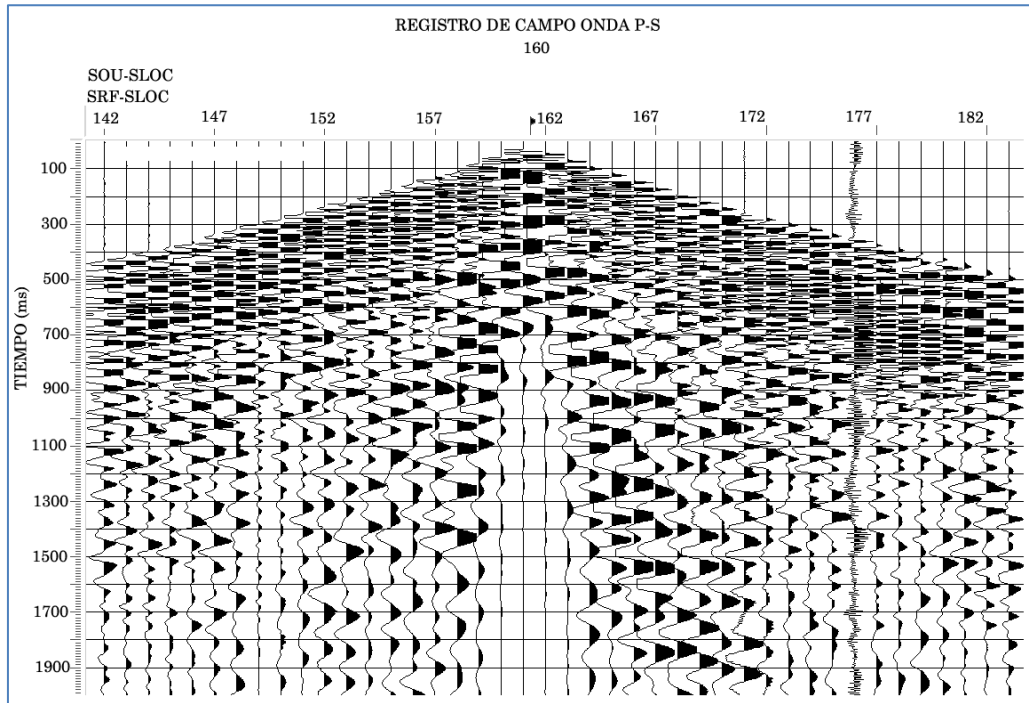


Figura 43. Registro de campo onda PS

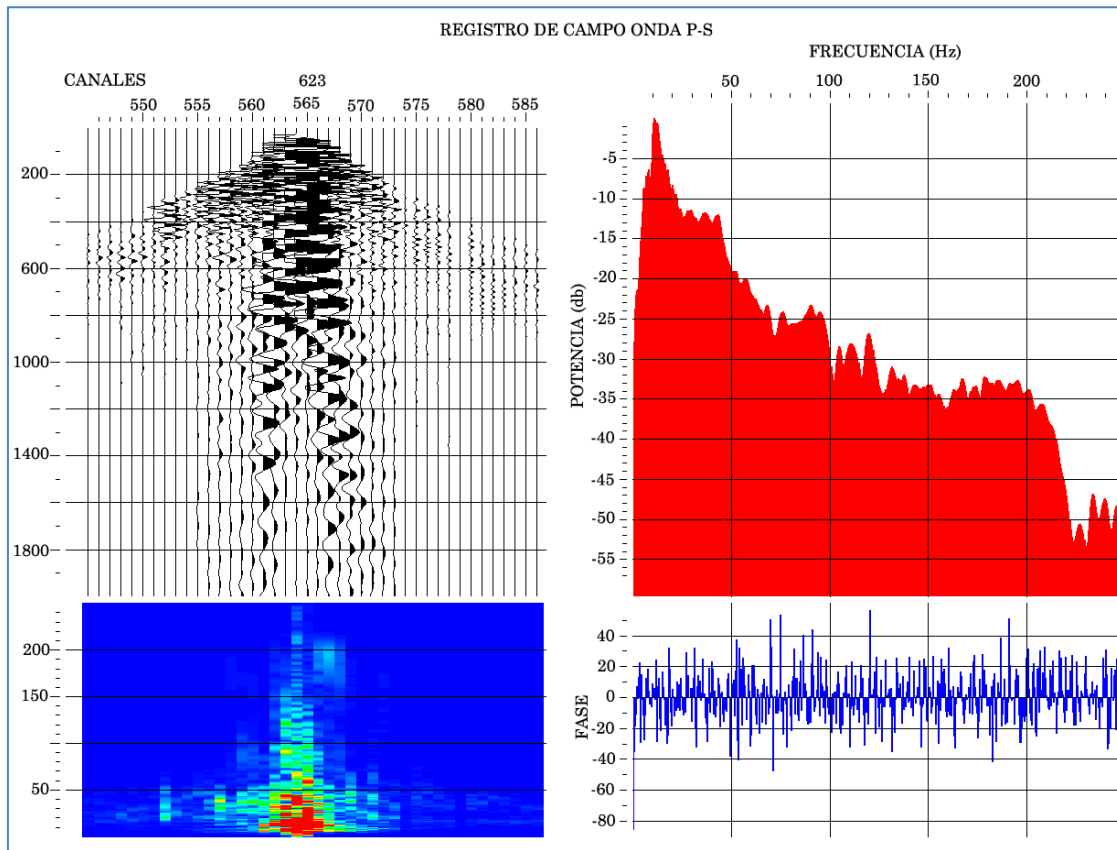


Figura 44. Análisis espectral registro componente radial onda PS.

La primera corrección que debe hacerse a un registro asociado a la componente radial es la corrección de polaridad de las trazas invertidas, las cuales estarán de un lado o del otro del punto de tiro dependiendo de cómo llegue el frente de onda al sensor triaxial (Figura 45). Sin embargo no debe haber trazas invertidas a ambos lados simultáneamente. Esto se da únicamente si el sensor triaxial está plantado inadecuadamente.

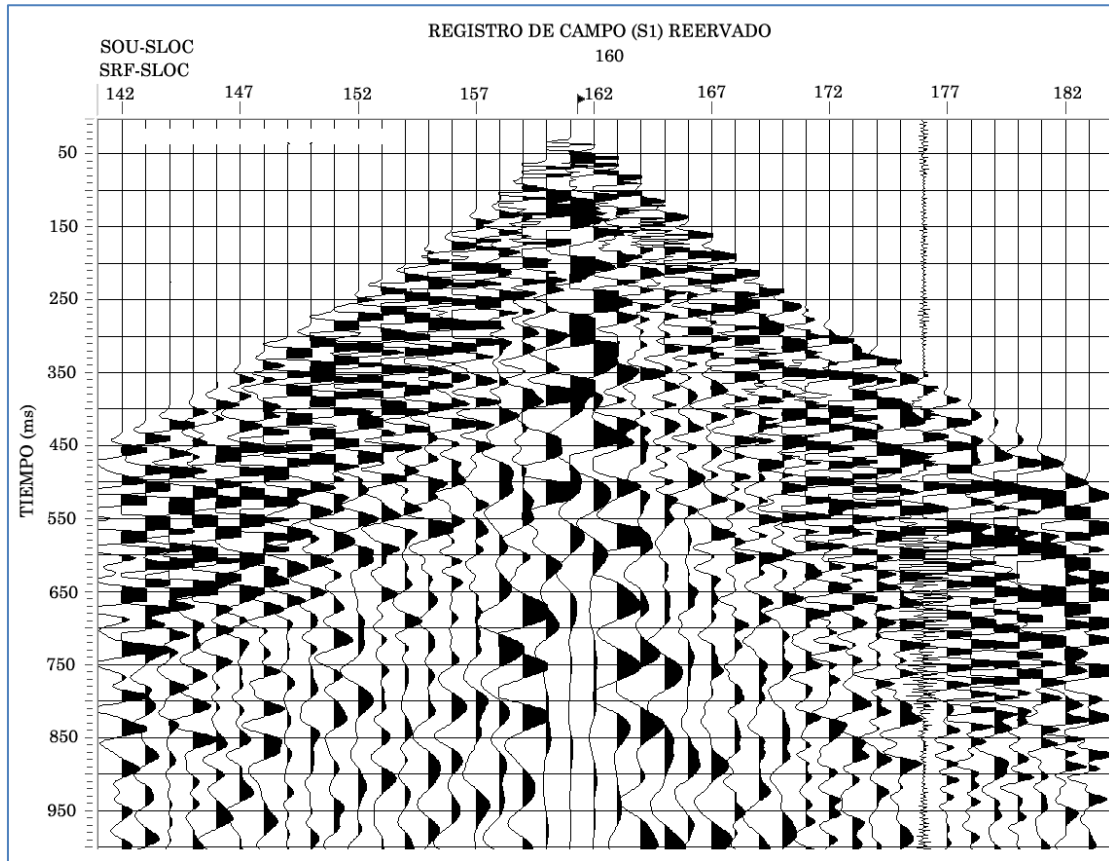


Figura 45. Registro de campo con corrección de polaridad

Las velocidades de primeros arribos para la componente radial están alrededor de 2800 m/s en tanto que las velocidades para los reflectores se encuentran entre 1400 y 1700 m/s (Figura 46). Sin embargo el contraste entre reflexiones y ruido no es bueno lo que hace difícil poderlo correlacionar con el registro de la onda P, a menos que se disponga de un registro sintético.

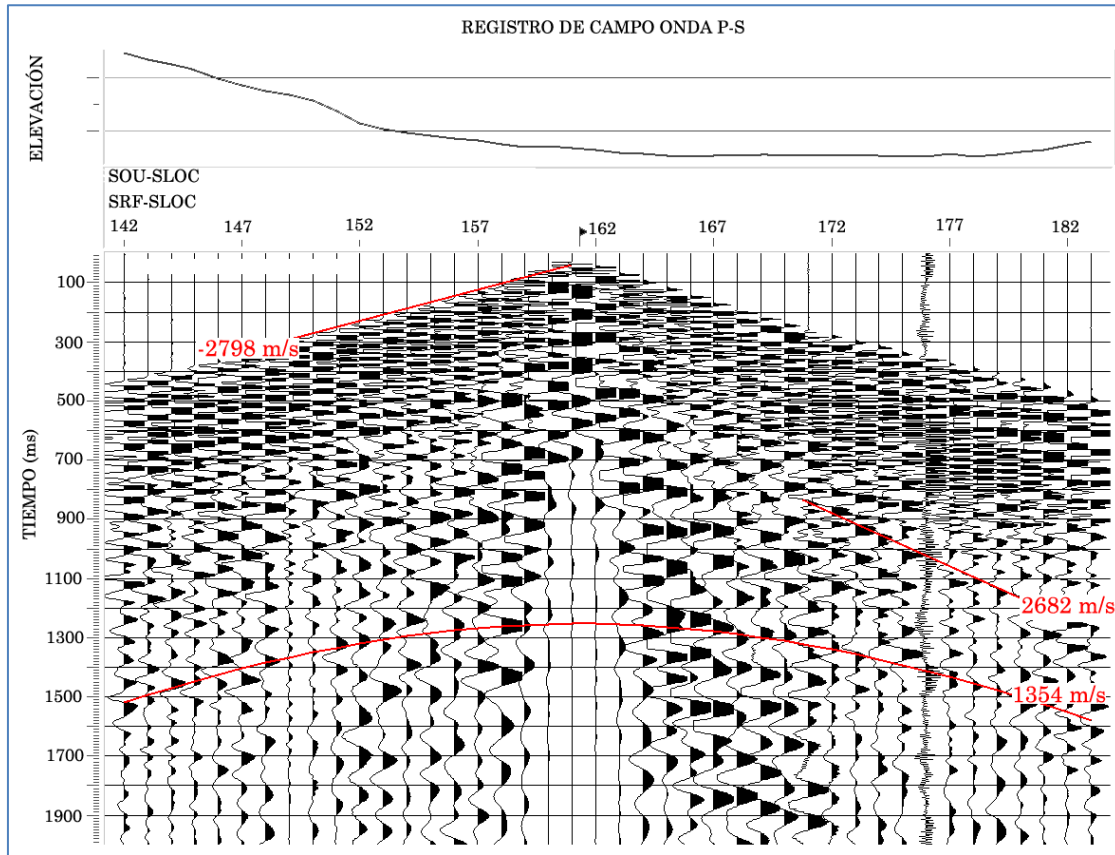


Figura 46. Velocidades de primeros arribos y reflexiones

5.5.3 Corrección estática por refracción ajustada.

Los tiempos calculados para la corrección estática por refracción se aprecian en la figura 47, donde la línea verde indica los tiempos de corrección para cada uno de los puntos de tiro, los cuales son los mismos que el obtenido para la componente P y la línea roja indica la corrección estática para las estaciones receptoras, estos tiempos de corrección son menores que los tiempos de la componente P, dado que el punto de conversión está más cerca del receptor (Figura 47).

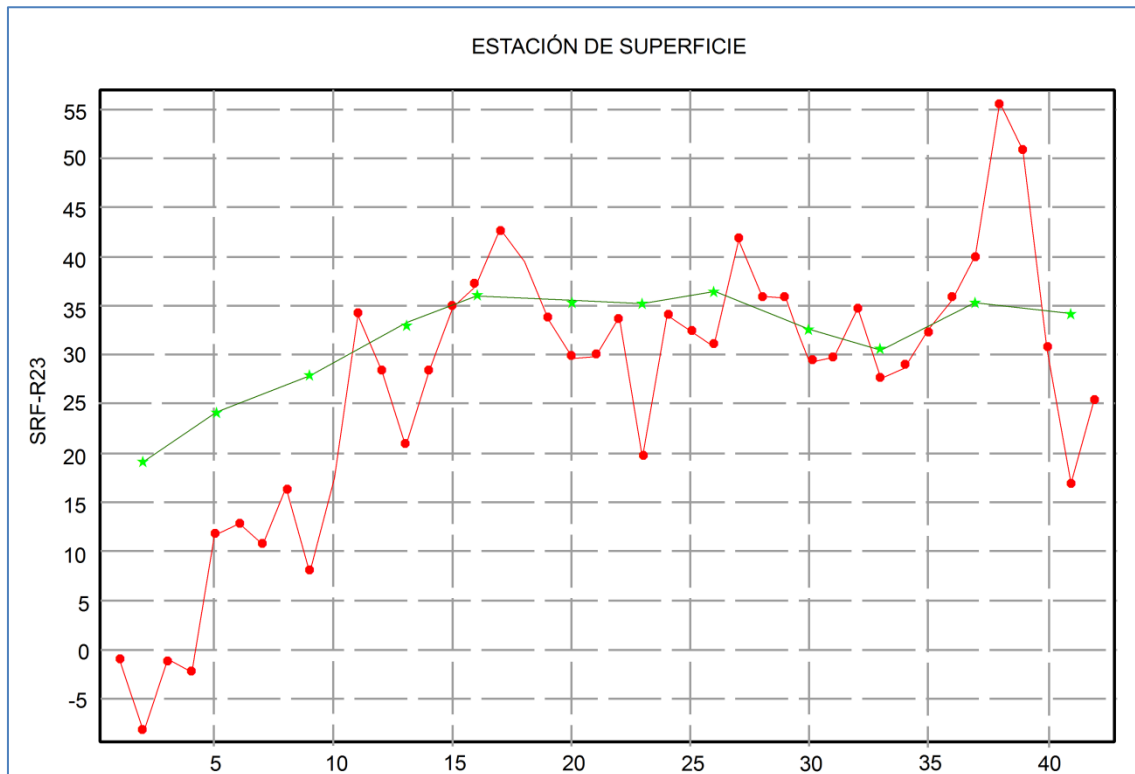


Figura 47. Solución estática ajustada

5.5.4 Velocidades de apilado PS

La fórmula de Dix es válida también para las velocidades para la velocidad rms de onda convertida. Como se observa en las líneas rojas escalonadas de la parte derecha de la figura 48, las velocidades están entre 1700 y 2500 m/s para las velocidades rms y de 2700 a 3300 m/s para las velocidades de intervalo.

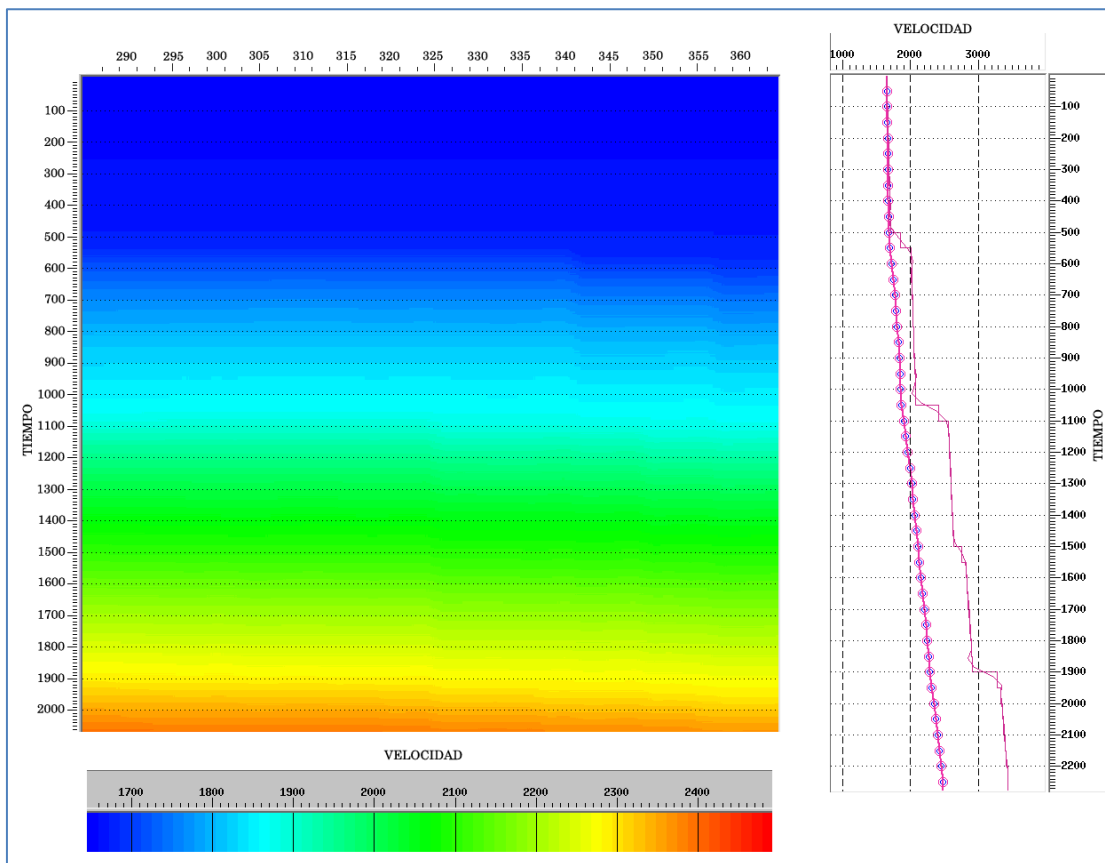


Figura 48. Campo de velocidad onda PS.

Al sobreponer el campo de velocidad de la componente radial con el apilado, se debe observar la consistencia entre los dos. Si esto no se da es posible que una causa sea el que no haya reflexión de onda convertida y por lo tanto ese evento no esté presente en el apilado como es el caso de las acumulaciones de fluidos en los que no se produce onda PS y es el objeto de estudio de las anomalías de AVO (Figura 49).

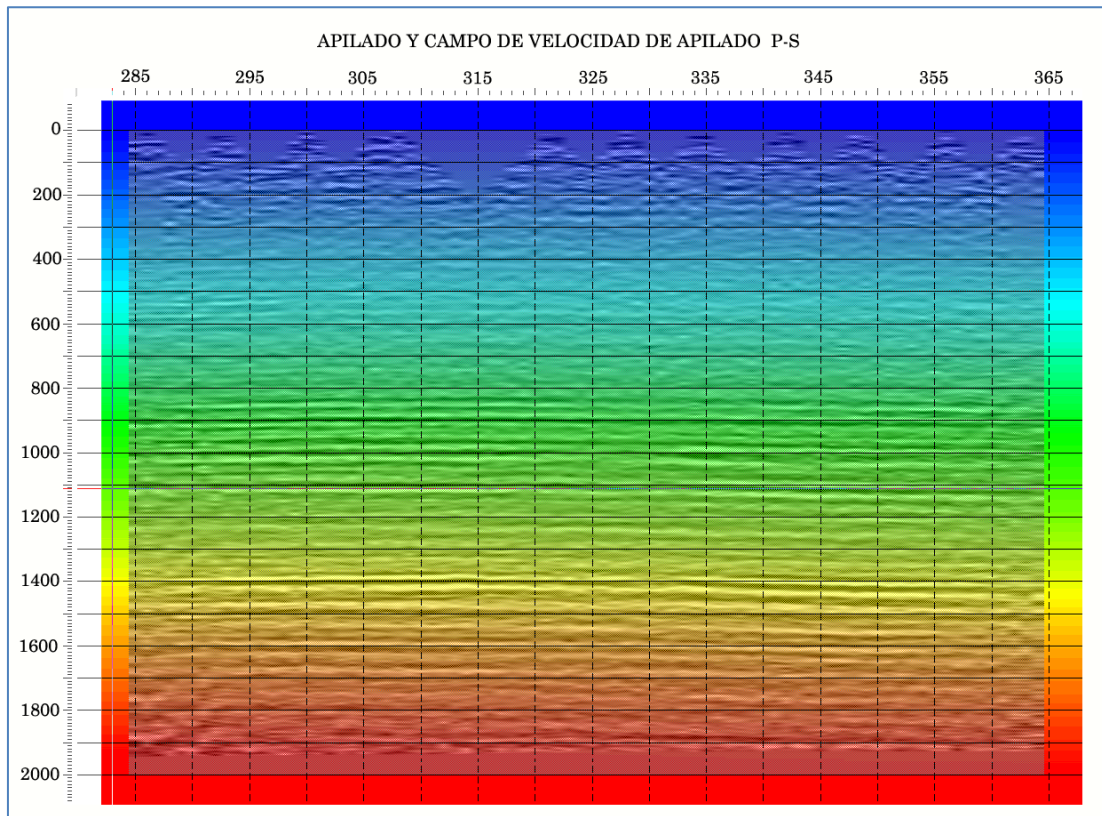


Figura 49. Apilado y campo de velocidad de apilado PS.

5.5.5 Sección apilada y migración en tiempo post-apilado.

Una vez se obtiene un apropiado campo de velocidad y se han establecido las correcciones estática pertinentes (refracción y residuales), es de esperarse que el apilado (trazas que tienen en común el CCP), muestre los eventos de reflexión de forma clara y coherente (Figura 50 y 51).

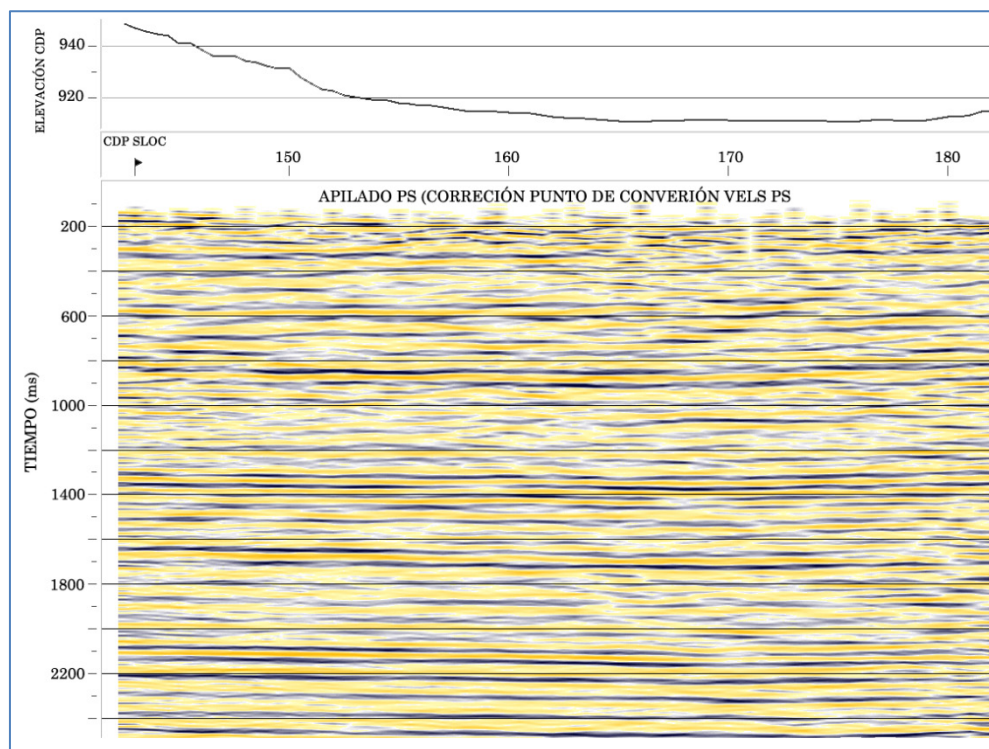


Figura 50. Apilado PS con corrección de CCP, estática refracción y velocidades.

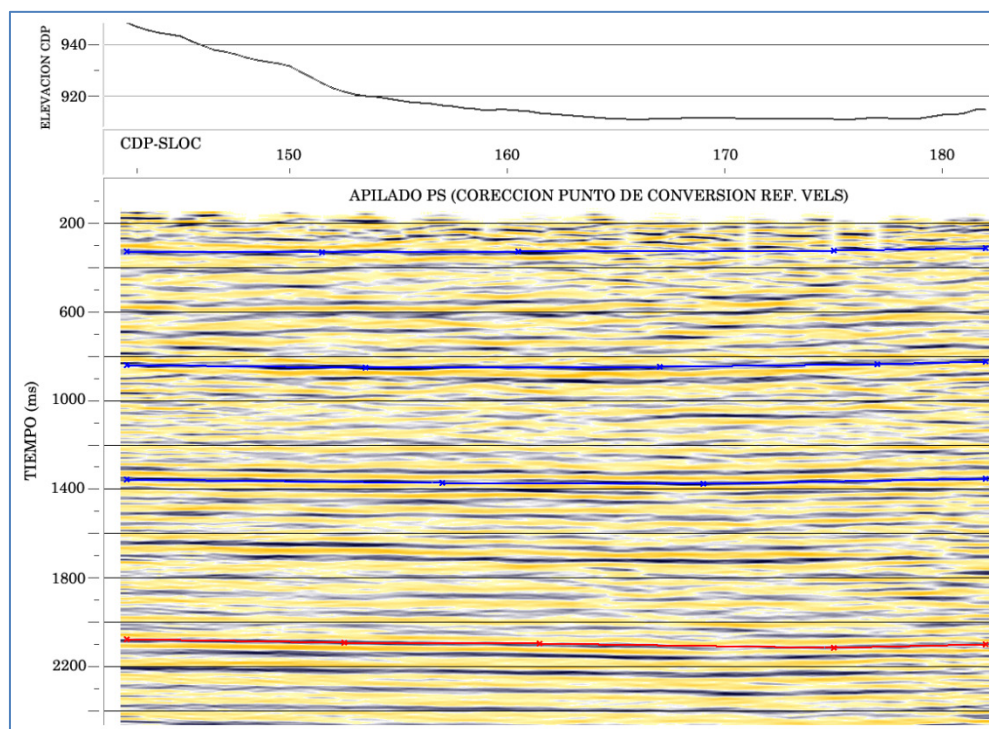


Figura 51. Horizontes para la corrección estática residual

La suma de todas correcciones estáticas (refracciones, residuales) unido a las mejores correcciones dinámicas (velocidades rms) permiten obtener el denominado apilado final, el cual posteriormente será el dato de entrada para el algoritmo de migración donde los eventos son reposicionados a su verdadera posición (Figuras 52 - 55).

En el apilado final de la componente radial se observa un evento en 800 ms, otro en 1300 ms -1400 ms, en 1700 ms y 2100 ms – 2300 ms. (Figura 52). Esto eventos se observan mejor en la sección migrada (Figura 53).

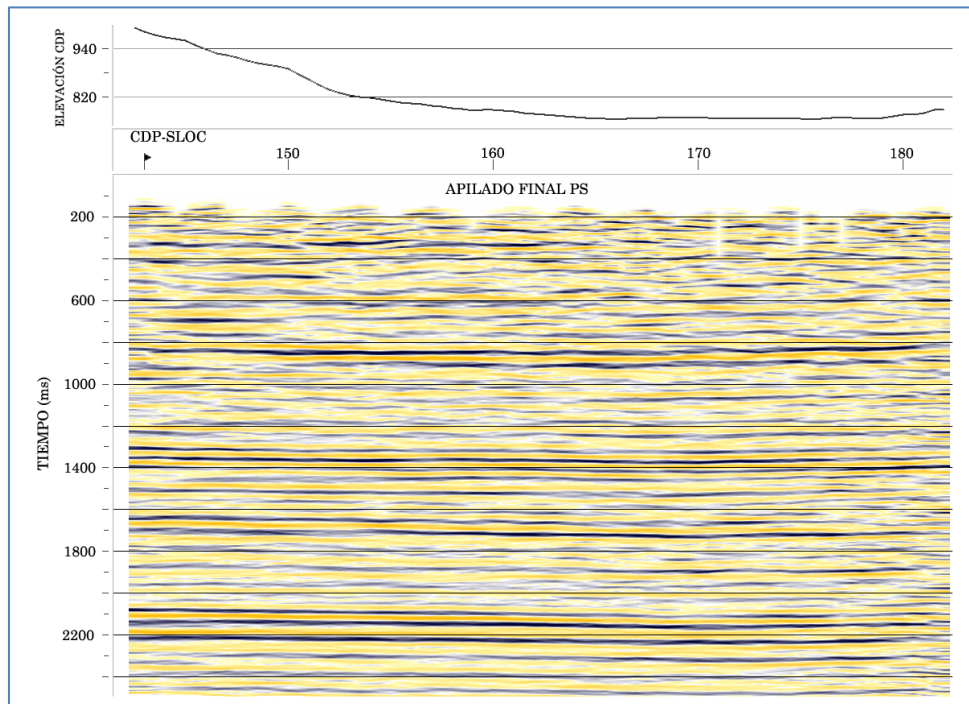


Figura 52. Apilado final onda componente radial onda PS.

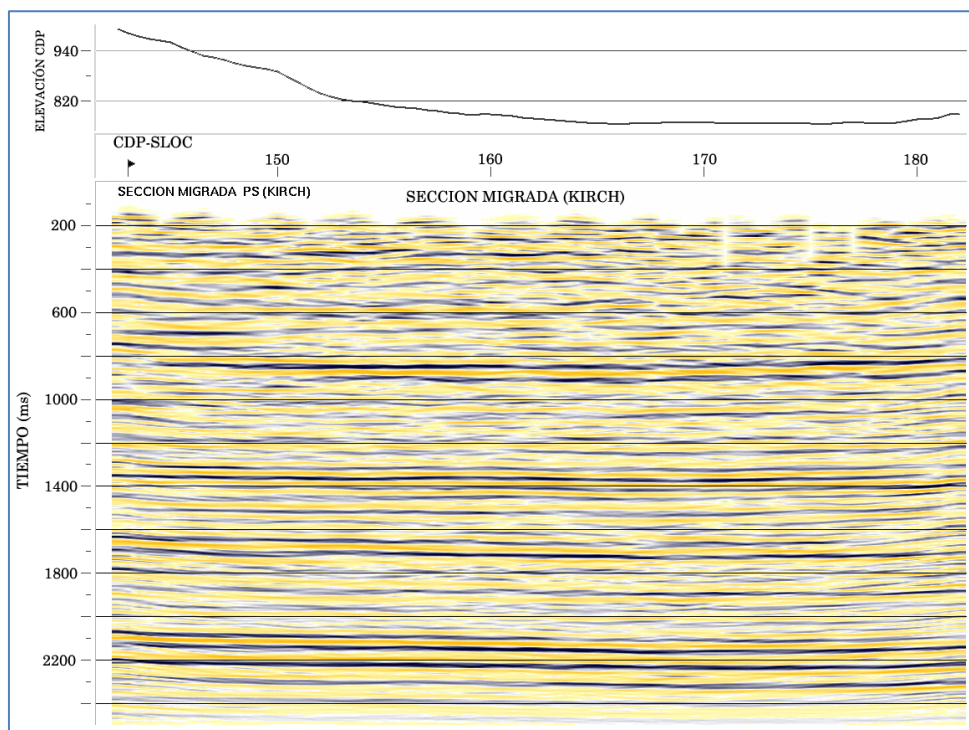


Figura 53. Sección migrada.

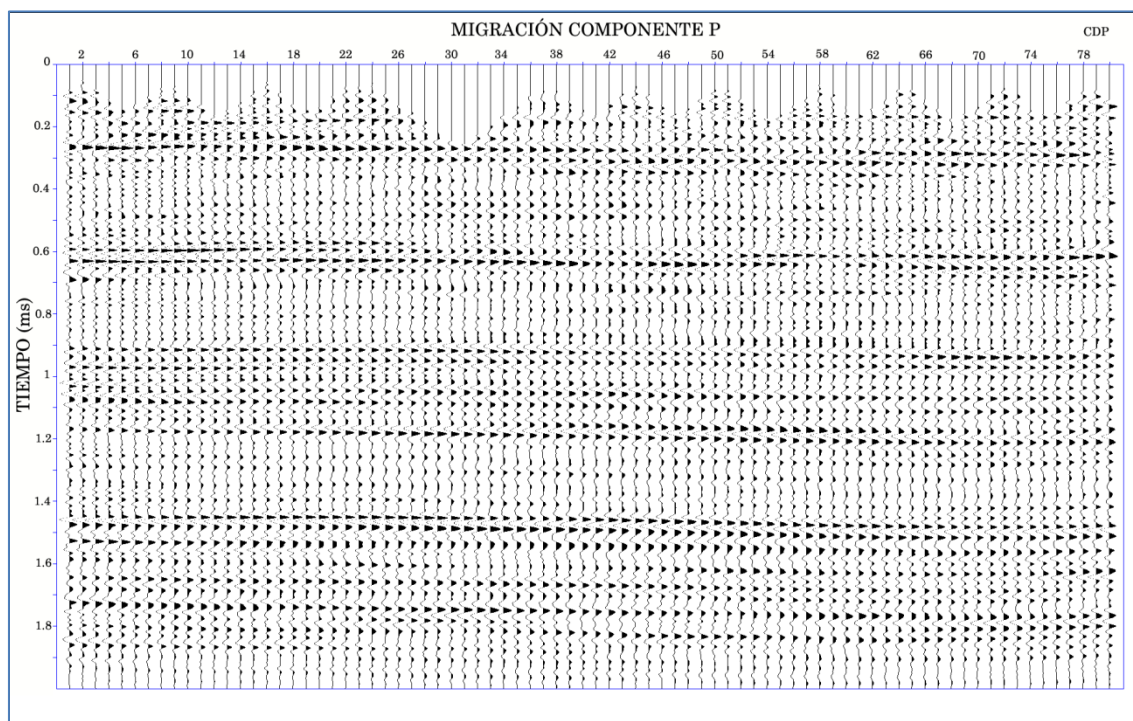


Figura 54. Sección migrada componente P.

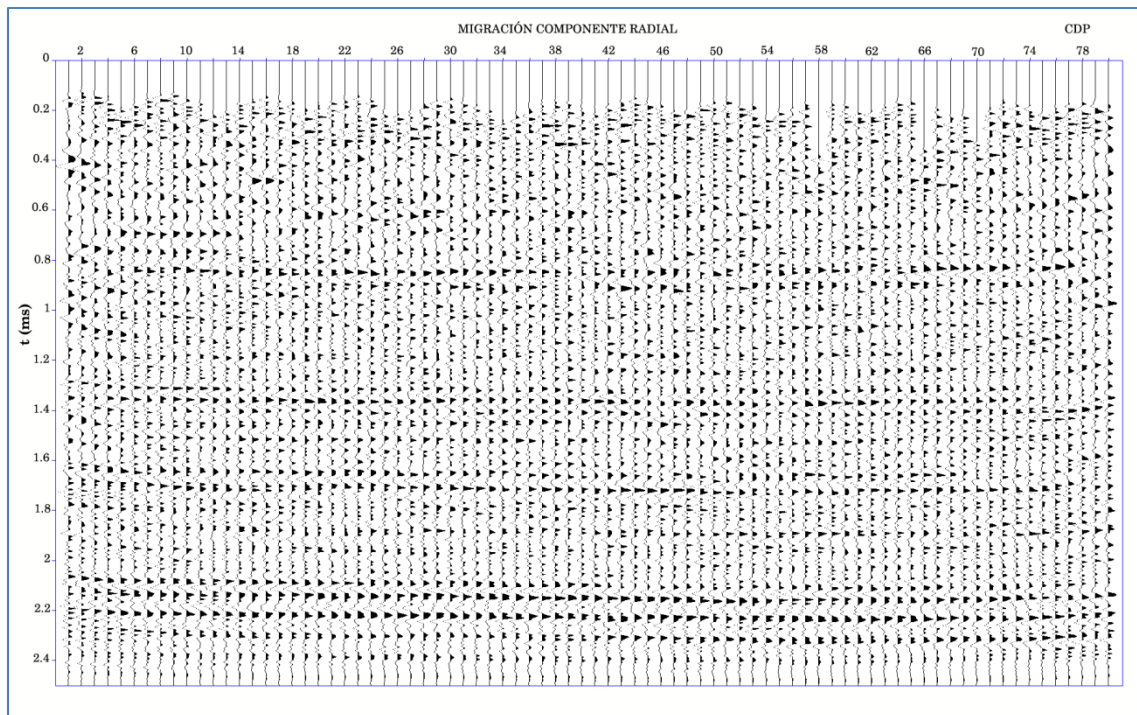


Figura 55. Sección PS migrada componente radial

5.5.6 Comparación imagen sección migrada onda P vs onda PS

Aplicando técnicas de realce desarrolladas en el aplicativo seismic Unix por el grupo de Sismostratigrafía de la Universidad Nacional de Colombia se obtuvieron las secciones migradas donde se puede observar que el apilado de onda P presenta mejor resolución vertical que el apilado de onda convertida, a su vez el poco contraste de eventos en la parte somera (0-900 ms) en el apilado de onda PS (Figura 57), es mucho mejor que en el otro apilado (Figura 56).

En parte, esto se debe a que la corrección aplicada al punto medio común (CMP) no estaba enfocada para eventos someros debido a que la ecuación de corrección fue desarrollada para una sola capa, la cual en este caso era una capa profunda.

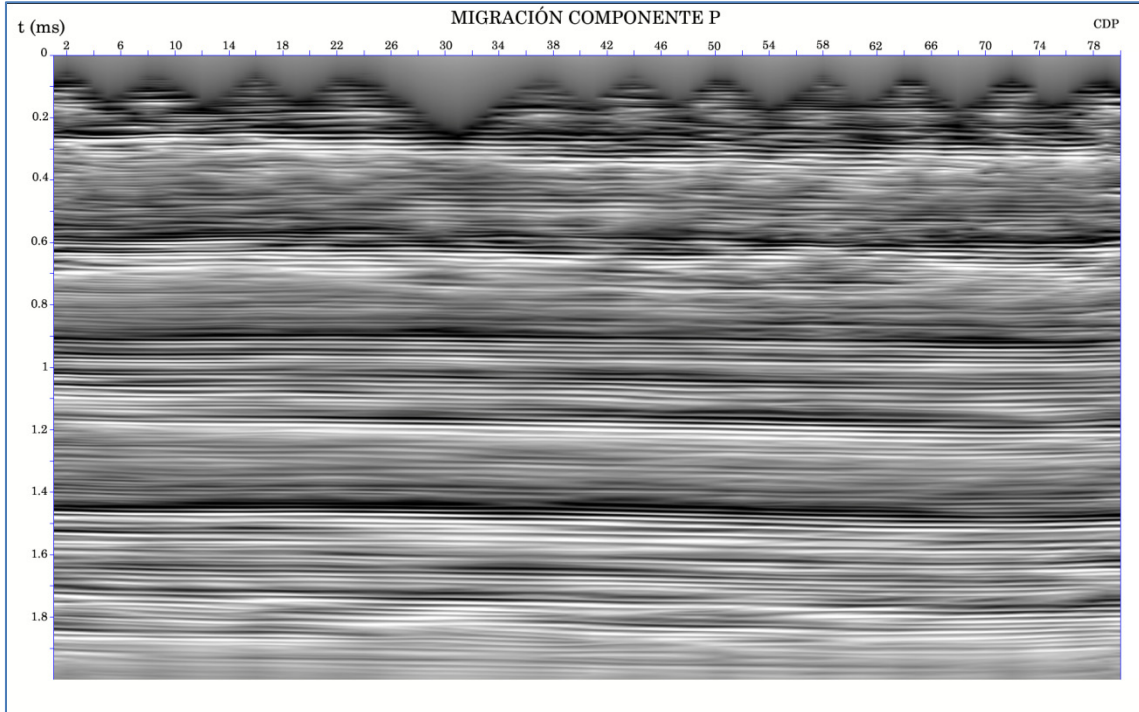


Figura 56. Sección migrada componente P.

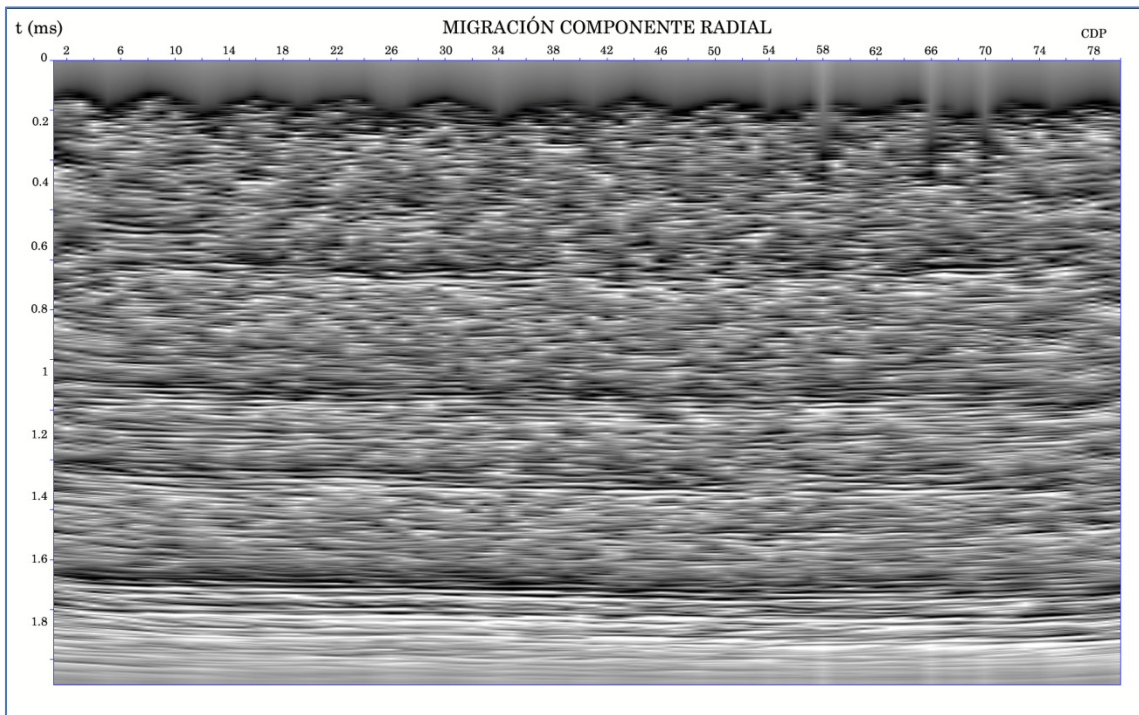


Figura 57. Sección migrada componente radial.

Con la ayuda de la siguiente figura (Figura 58), se puede establecer la relación existente para los diferentes tipos de apilados de onda compresional y de cizalla: para la componente vertical de onda P se tendría una imagen apilada P-P; para la componente vertical de una sísmica de onda S, se tendría imágenes apiladas SV-P y una pseudo imagen P denominada SH-qP. Ahora bien si se considera la componente radial de una sísmica de onda P, se puede obtener una imagen sísmica de onda convertida P-SV, y para una sísmica de onda S una imagen sísmica SV-SV, y una pseudo imagen SH-qS. Para una sísmica de onda P, considerando la componente horizontal T se pueden obtener imágenes de onda convertida P-qP y P-SH y para una sísmica de onda S imágenes sísmicas SV-qS y SH-SH

	P	SV	SH
V	P-P P-SV	SV-P SV-SV	SH-qP SH-qS
R	P-qP P-SV	SV-SV	SH-qS
T	P-qP P-SH	SV-qS	SH-SH

Figura 58. Relación entre imágenes sísmicas de onda P y de onda S.

Las ecuaciones que permiten tener los pseudo apilados fueron patentadas en 1983 por Frasier Clint.

6 Conclusiones

Fue posible establecer una secuencia de procesamiento aplicada a la componente radial teniendo en cuenta la corrección al punto medio común deducida con relaciones geométricas solubles computacionalmente.

El entendimiento de la cinemática de propagación de la onda convertida no sólo da información acerca de la corrección al punto común sino que también, direcciona el tipo de correcciones estáticas, como es el caso de la corrección estática por refracción, la cual ya no está basada en la simetría de rayo.

Si bien es cierto que el apilado final de la componente radial presenta una aceptable coherencia y baja relación señal ruido en los eventos someros, la corrección al punto medio es un hecho científico que no debe ser ignorado o tomado a la ligera ya que cualquier corrección que no considere esto podrá ser fácilmente invalidada.

De acuerdo a los objetivos planteados se puede concluir que en parte, uno de los limitantes que intervienen en la transferencia de la tecnología multicomponente es la existencia de patentes alrededor de sus aplicaciones, de los métodos y poca difusión de los fundamentos teórico y analíticos en los cuales se basa, de allí la importancia y relevancia de la deducción geométrica del punto de reflexión-conversión y la comprensión del principio de reciprocidad.

La corrección estática por refracción de los registros de onda convertida no mantiene los mismos valores que sus correspondientes en onda P, en lo que se refiere a la estática de receptor.

La ubicación del punto de conversión muestra una alta sensibilidad al parámetro distancia fuente-receptor, especialmente cuando ésta es mucho mayor que la profundidad del reflector (*offset lejano*).

La corrección al punto de conversión es asintótica respecto a la distancia fuente –receptor, la variación en la corrección es menor tanto mayor es la profundidad del reflector.

La ubicación del punto de conversión muestra una fuerte dependencia de la proporción de V_p/V_s para distancias fuente-receptor grandes.

7 Recomendaciones

Una vez se obtenga un apilado PS con eventos bien definidos y coherente se pueden mediante una apropiada transformación obtener un apilado pseudo-P y así poder complementar la información por el apilado de onda P.

Las correcciones al punto medio dadas aquí deben extenderse a medio multi-estratificados, considerando trayectoria de rayo curvo y la anisotropía que pueda tener la proporción de V_p/V_s . Para ello se recomienda en lo posible apoyarse de un perfil de V_p/V_s en función de la profundidad que permita calibrar la velocidades de apilado de la componente radial.

Dado a que no todos los diseños de onda P están pensados para onda convertida es necesario realizar diagnósticos señal ruido antes de intentar hacer un procesado de onda convertida.

La interpretación de los eventos en lo registro de onda convertida deben ser corroborado mediante registros sintéticos apoyados en un modelo geológico consistente con el apilado de onda P.

8 Bibliografía

ACHENBACH J. D. 2004. Reciprocity in elastodynamics. Cambridge University Press.

ANSTEY, N. A., 1991. Velocity in a thin section: First Break. 9, 449-457.

BEHLE A. & DOHR G., 1985. Converted waves in exploration seismic. In: Seismic Shear Waves, Part B: Applications, G. Dohr (ed.), 178-220. Geophysical Press.

BECKER, A. A., 1992. The boundary Element Method in Engineering: A Complete Course

CHUNG, W. Y. & CORRIGAN D., 1985. Gathering mode-converted shear waves: a model study. 55th SEG meeting, Washington, Expanded Abstract, 602-604.

CHUN_FANG Y, SU-PING P, LIAN-LIAN Y, 2009. An Exact solution of the Coordinate Equation of the Conversion Point for PSV Converted Waves at a Horizontal Reflector. Chinese Electronic Periodical Services, 45, 1179-1184.

DE HOOP A. T., 1988. Time-domain reciprocity theorems for acoustic wave fields in fluids with relaxation. J. Acoust. Soc. Am., 84-184-188.

DE HOOP A.T., 1995. Handbook of Radiation and Scattering of waves. Academic press.

EASTWOOD, R. L. & CASTAÑA J. P. 1985. Relationships between compressional – wave and shear – wave velocities in elastic silicate rocks: Geophysics, 50, 571 – 581.

FOKKEMA, J. T. & VAN DEN BERG, P. M., 1993. Seismic Applications of Acoustic Reciprocity Elsevier. P. 339-343.

87 Punto de conversión común para la obtención de imágenes sísmicas de ondas convertida
(*ps*) a partir de sísmica multicomponente

FRASIER C. W. & WINTERSTEIN D. F., 1986. Analysis of conventional and converted mode reflections at Putah Sink, California, using three component data. 56th SEG meeting, Houston, Expanded Abstract, 396-400.

FROMM, G., KREY, TH. & WIEST B. 1985. Static and dynamic corrections. In: Seismic Shear Waves, G. Dohr (ed.), 191-225. Handbook of Geophysical Exploration, Vol. 15^a, Geophysical Press.

GARDNER, G. H. F., GARDNER, L. W., AND GREGORY, A. R., 1974. Formation velocity and density – the diagnostic basics for stratigraphic traps: *Geophysics*, 39, 770-780.

GEORGI, D.T., HEAVYSEGE, R. G., CHEN, S. T., & ERIKSEN, E. A., 1989. Application of shear and compressional transit- time data to cased bore carbonate reservoir evaluation: Can. Well Logging soc. 12th Formation Evaluation Symp.

GUEVARA S. & CARY P., 2000. A method for P-P and PS mode separation in presence of statics: SEG 70th Annual Meeting, Expanded Abstracts.

GUEVARA S. & STEWART R., 2008. 3-C geophone orientation and wave modes polarization

IKELLE L. T. & AMUNDSEN L., 2000. Formulation of the linearized forward problems for multicomponent OBS data in a water/solid configuration using reciprocity theorem. *Geophys. J. Int.* 141, 527-534.

ILCE: INTITUTO LATINOAMERICANO DE LA COMUNICACIÓN EDUCATIVA. 2011.
<http://bibliotecadigital.ilce.edu.mx>

LAMB, h., 1888. On reciprocal theorem dynamics. *Proc London Math. Soc* 19. 144-151

LAYER, D.B. & MEMBERS OF STAFF, IMPERIAL OIL LTD., 1949, Leduc oil field, Alberta, a Devonian coral reef discovery: *Bulletin of the American Association of Petroleum Geologists*, 33, 575-602.

MILLER, S. L. M. & STEWART, R. R., 1990. Effects of lithology porosity and shalines on P- and S-wave velocities from sonic logs: *Can. J. Expl. Geophys.*, 26, 94-100.

MILLER, S. L. M., & STEWART, R. R. 1991. The relationship between elastic – wave velocities and density in sedimentary rocks. A proposal: CREWES Research Report 3.

MILLER, S. L. M., 1992. Well log analysis of Vp and Vs in carbonates: CREWES Research Report 4.

MILLER, S.L.M., AYDEMIR, E.Ö. & MARGRAVE, G.F., 1995. Preliminary interpretation of P-P and PS seismic data from the *Blackfoot* broad-band survey: CREWES Research Report 1995, Ch 42.

- MILLER S.L. M. 1996. Msc Thesis, Multicomponent Seismic Data Interpretation. University of Calgary.
- NEFEDKINA T. V., 1980. Detection of transformed reflected PS waves by CDP method with nonsymmetrical sampling. *Soviet Geology and Geophysics* 21, 93-101.
- PICKETT, G. R., 1963. Acoustic character logs and their application in formation evaluation: *J. Petr. Tech.*, June, 659-667.
- RAYMER, L. L., HUNT, E. R., & GARDNER J. S., 1980. An improved sonic transit time – to – porosity transform: *Soc. Prof. Well Log Analysis 21st Annual Symp.*
- ROBERTSON, J. D., 1987. Carbonate porosity from Vs/Vp traveltimes ratios *Geophysics*, 52, 1346 - 1354.
- SHERIFF. R. S, 1995. *Exploration Seismology*. Cambridge University Press. Second edition
- SNEIDER R., 2002. Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science, chap. General Theory of Elastic Wave Scattering, 528 -542. Academic press, San Diego.
- SHERWIN M. D. 200. Mannville Paleo-Topography And Positional Trends In The Glauconitic Formation, Southern And Central Alberta.
- STEWART R. R. & GAISER J. E., 1999. Converted-wave Seismic Exploration. 69th Annual International SEG Meeting.
- TADA G., 2006. On the calculation of PSV conversion point for a dipping bed: *Geophysics*, 71, T13 – T16.
- TATHAM, R. H., 1982. V_p/V_s and lithology: *Geophysics*, 47, 336 – 344.
- TESSMER G. & BEHLE A., 1988. Common reflection point data-stacking for converted waves. *Geophysical Prospecting*, 36, 671-688.
- TESSMER G., KRAJEWSKI P., FERTIG J & BEHLE A. 1990. Processing of PS-reflection data applying a common conversion-point staking technique. *Geophysical Prospecting*, 38, 267-286.
- TESSMER G. & BEHLE A., 1991. Conversion points and travel times of converted waves in parallel dipping layers. *Geophysical Prospecting*, 39, 387-405.

WAPENAAR K. & FOKKEMA J., 2004. Reciprocity theorems for diffusion, flow and waves. *Journal of Applied Mechanics*, 71, 145-150.

WILKENS, R., SIMMONS, G., & CARUSO, L., 1984. The ratio V_p/V_s as a discriminant of composition for siliceous limestones: *Geophysics*, 49, 1850-1860.

9 Anexos

ANEXO A1, TEOREMA DE RECIPROCIDAD

De acuerdo con el Teorema de Green: la integral de superficie de la presión acústica por la velocidad, para dos fuentes debe cumplir lo siguiente:

$$\int_{Sup.fuentes} (p_1 \vec{v}_2 - p_2 v) \hat{n} dS = 0,$$

(A.1)

donde: la integral es calculada sobre la superficie que envuelve las fuentes,

p_i , la presión acústica en cualquier punto,

\vec{v} , la velocidad de la partícula.

Para una fuente pequeña A (pequeña en comparación con la longitud de onda), si la presión acústica originada por una segunda fuente B, es la misma en todos los puntos de la superficie (estando las fuentes separadas), se cumple que:

$$\implies \frac{1}{p_1} \int_{Sup.A} \vec{v}_1 \hat{n} dS = \frac{1}{p_2} \int_{Sup.B} \vec{v}_2 \hat{n} dS,$$

(A.2)

$$\implies \frac{Q_1}{p_1(r)} = \frac{Q_2}{p_2(r)},$$

donde:

Q se denomina la potencia de la fuente.

Q/p llamado el factor de reciprocidad de campo libre.

En muchos casos es conveniente pensar que el sonido se propaga en forma de rayos, aun cuando esa descripción no es exacta en la definición de la ecuación de onda, en ciertos casos es una buena aproximación (IKELLE & AMUNDSEN, 2000).

El Teorema de Reciprocidad, mencionado anteriormente, relaciona dos estados elastodinámicos o acústicos independientes que pueden ocurrir en el mismo dominio (espacio-tiempo), donde estado significa una combinación de parámetros físicos, medidas de campo, distribución de fuentes, condiciones de frontera y condiciones iniciales, que satisfacen la ecuación de onda pertinente. En su forma más general el teorema se refiere a una combinación específica de medidas de campo para ambos estados en una superficie alrededor de un volumen, para diferentes distribuciones de fuentes, parámetros del medio, condiciones de frontera o velocidades de flujo (en el caso que el medio se mueva), en todo el volumen (FOKKEMA & VAN DEN BERG, 1993; DE HOOP, 1995; WAPENAAR & FOKKEMA, 2004).

Para el caso particular, donde el medio en ambos estados es idéntico y no hay flujo de materia. Los estados (A) y (B) son caracterizados simplemente por la siguiente ecuación de onda en el dominio del espacio-frecuencia:

$$\rho\omega^2 u_i^{(A)} + \partial_j (C_{ijkl} \partial_k u_i^{(A)}) = -f_i^{(A)},$$

(A.3)

$$\rho\omega^2 u_i^{(B)} + \partial_j (C_{ijkl} \partial_k u_i^{(B)}) = -f_i^{(B)},$$

(A.4)

donde,

$u_i^{(A)}$ y $u_i^{(B)}$, denotan las componentes del vector desplazamiento de la partícula para el estado (A) y (B), respectivamente;

$f_i^{(A)}$ y $f_i^{(B)}$, C_{ijkl} las componentes del vector densidad de fuerza volumétrica;

ρ son el tensorástico (y como caso particular el módulo de rigidez) y la densidad de masa, respectivamente, en la posición \mathbf{x} en el medio.

El teorema de reciprocidad de Betti-Rayleigh se puede deducir multiplicando la ecuación (A.5) por $u_i^{(B)}$ y la ecuación (A.6) por $u_i^{(A)}$, restando el resultado, luego se integra sobre un volumen V y usando el Teorema de Gauss para convertir las integrales de volumen a integrales de superficie. Se obtiene (SNEIDER, 2002):

$$\int_S \left\{ u_i^{(B)} n_j c_{ijkl} \partial_k u_l^{(A)} - n_j c_{ijk} \partial_k u_l^{(B)} u_i^{(A)} \right\} dS =$$

$$- \int_V \left\{ f_i^{(A)} u_i^{(B)} - f_i^{(B)} u_i^{(A)} \right\} dV.$$

La ecuación (A.6) es llamada un Teorema de Reciprocidad del tipo convolución, debido al desplazamiento u_i y la tracción f_i , multiplicándose uno al otro (DE HOOP, 1988). Un Teorema de Reciprocidad Betti-Rayleigh del tipo correlación se puede deducir tomando el conjugado complejo de ambos lados de la ecuación (2.3):

$$\rho \omega^2 u_i^{*(A)} + \partial_j (c_{ijkl} u_l^{*(A)}) = -f_i^{*(A)},$$

Donde el asterisco (*) denota el conjugado complejo. Siguiendo el mismo procedimiento realizado para la ecuación (A.6), se obtiene:

$$\int_S \left\{ u_i^{(B)} n_j c_{ijkl} \partial_k u_l^{*(A)} - n_j c_{ijk} \partial_k u_l^{(B)} u_i^{*(A)} \right\} dS =$$

$$- \int_V \left\{ f_i^{*(A)} u_i^{(B)} - f_i^{(B)} u_i^{*(A)} \right\} dV,$$

(A.7)

Donde las cantidades de ambos estados ocurren en pares (A)(B) y (B)(A), y que corresponde a la correlación cruzada en el dominio del tiempo. Sin embargo, el significado físico del teorema de reciprocidad del tipo correlación no resulta muy claro. Para una mejor claridad de usa una representación integral, que puede deducirse de la ecuación (A.6), identificando un estado matemático o de Green (es decir, un estado donde la fuente es una fuerza puntual unidireccional y el desplazamiento resultante de la partícula es llamado la función elastodinámica de Green), y el otro, estado con un estado físico que puede ser cualquier campo de onda resultante de una distribución de fuente arbitraria, es decir fuentes dispersas o con algún patrón. Arbitrariamente se puede escoger el estado (B) como el estado de Green y tomar una fuerza unitaria puntual $f^{(B)}$ localizada en la dirección \mathbf{x}' : $f_i^{(B)}(\mathbf{x}) = \delta_{in}\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$, donde δ_{in} y $\delta(\mathbf{x})$ denotan el símbolo de Kroenecker delta y la distribución de Dirac, respectivamente, y el campo de onda $u_i^{(B)}(\mathbf{x})$ vendrá dado por el tensor de Green $u_i^{(B)}(\mathbf{x}) = G_{in}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$. Dejando el estado (A) sin especificar. Reemplazando estas expresiones, realizando la integral de volumen, disminuyendo los subíndices para el estado (A) y sin suponer condiciones de frontera se tiene:

$$u_n(x') = \int_V G_{in}(x, x') f_i(x) dV \quad (A.8)$$

$$+ \int_S \{G_{in}(x, x') n_j c_{ijkl} \partial_k u_l(x) - n_j c_{ijkl} \partial_k G_{ln}(x, x') u_i(x)\} dS.$$

Finalmente, se aplica el tensor de reciprocidad de Green e intercambiando las coordenadas $\mathbf{x} \leftrightarrow \mathbf{x}'$ y los índices $i \leftrightarrow n$, se obtiene el teorema de representación elastodinámica (SNEIDER, 2002):

$$u_i(x) = \int_V G_{in}(x, x') f_n(x') dV' \quad (A.9)$$

$$+ \int_S \{G_{in}(x, x') n_j c_{njkl} \partial'_k u_l(x') - n_j c_{njkl} \partial'_k G_{il}(x, x') u_n(x')\} dS',$$

donde

$\partial'_k G_{il}(x, x')$ = la derivada parcial del tensor de Green en la dirección k-esima con respecto a las coordenadas primadas y