

저점을 중심으로 회전하는 강성옹벽에 작용하는 주동토압

Active Earth Pressure behind Rigid Retaining Wall Rotating about the Base

백 규 호¹ Paik, Kyu-Ho

Abstract

Arching effects in backfill materials generate a nonlinear active earth pressure distribution on a rigid retaining wall with rough face, and arching effects on the shape of the nonlinear earth pressure distribution depends on the mode of wall movement. Therefore, the practical shape of failure surface and arching effect in the backfill changed with the mode of wall movement must be considered to calculate accurate magnitude and distribution of active earth pressure on the rigid wall. In this study, a new formulation for calculating the active earth pressure on a rough rigid retaining wall rotating about the base is proposed by considering the shape of nonlinear failure surface and arching effects in the backfill. In order to avoid mathematical complexities in the calculation of active earth pressure, the imaginary failure surface composed of four linear surfaces is used instead of the nonlinear failure surface as failure surface of backfills. The comparisons between predictions from the proposed equations and existing model test results show that the proposed equations produce satisfactory predictions.

요 지

표면이 거친 강성옹벽의 경우 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과로 인해 옹벽에는 비선형의 토압분포가 작용하며, 아칭효과가 비선형의 토압분포에 미치는 영향은 옹벽의 변위 형태에 따라 달라진다. 따라서 강성옹벽에 작용하는 주동토압의 크기와 비선형의 토압분포를 정확하게 산정하기 위해서는 옹벽의 변위형태에 따라 달라지는 뒷채움재에서 발생하는 실제적인 파괴면 형상과 아칭효과를 고려해야만 한다. 따라서 본 연구에서는 강성옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우에 뒷채움재에서의 아칭효과와 비선형의 파괴면 형상을 고려함으로써 비선형의 주동토압을 산정할 수 있는 토압산정식을 제안하였다. 이 과정에서 토압산정식이 수학적으로 복잡해지는 것을 피하기 위하여 뒷채움재에서 발생하는 비선형의 파괴면 형상은 4개의 직선으로 구성되는 가상의 파괴면으로 대체하였다. 그리고 제안식으로부터 구한 예측치를 기존의 모형시험 결과와 비교한 결과 제안식은 만족스런 토압 예측치를 제공하는 것으로 나타났다.

Keywords : Active earth pressure, Arching effect, Non-linear failure surface, Rotating wall, Rotating about the base, Theoretical analysis

1. 서 론

옹벽은 사용되는 용도에 따라 변위가 발생하는 유형(평행이동, 정점중심 회전이동, 저점중심 회전이동)이

달라지며, 변위발생 유형에 따라 옹벽에 작용하는 주동토압의 크기와 분포형태에 영향을 미치는 뒷채움재의 파괴면 형태도 달라진다(Terzaghi 1943). 즉 교대(abutment)로 사용되는 옹벽의 경우에는 교량 상판에

¹ 정회원, 관동대학교 공과대학 토목공학과 부교수 (Member, Associate Prof., Dept. of Civil Engrg., Kwandong Univ., pkh@kwandong.ac.kr)

의해 옹벽 정점부의 수평변위가 억제되기 때문에 그림 1(a)와 같이 옹벽이 정점을 중심으로 회전이동하게 되며, 그로 인해 뒷채움재는 대수나선(log-spiral)형태로 파괴되고 옹벽의 중상부에서 토압이 커지는 비선형의 토압분포를 보인다. 반면 경사지에서 토지를 확보하기 위하여 사용하는 역T형이나 L형 옹벽의 경우에는 옹벽의 일부가 지반에 매입됨으로써 그림 1(b)에 보이는 바와 같이 옹벽이 저점을 중심으로 회전이동하게 되며, 그 결과 뒷채움재는 대수나선과 직선으로 구성되는 면을 따라 파괴되고 토압분포는 옹벽의 하부로 갈수록 토압이 급격히 커지는 비선형의 형태를 띠게 된다.

이처럼 옹벽에 작용하는 주동토압은 비선형으로 분포할 뿐만 아니라 옹벽의 변위형태에 따라서 비선형의 분포형태가 달라지는데, 이것은 옹벽의 변위형태에 따라 뒷채움재의 파괴면 형태가 달라지고 그로 인해 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과가 다르기 때문이다(Terzaghi 1943). 따라서 강성옹벽에 작용하는 비선형의 토압분포를 정확히 산정하기 위해서는 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과 뿐만 아니라 뒷채움재의 파괴면 형상도 토압산정 시 고려되어야 한다.

이러한 연구결과들에 근거하여 정성교와 백승훈(1993), 정성교 등(1996), Handy(1985)와 Harrop-Williams(1989), Paik과 Salgado(2003)는 옹벽의 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과를 고려해서 비선형의 주동토압분포를 산정할 수 있는 토압산정식을 제안하였으나, 이들 토압산정식들은 모두 옹벽이 평행이동하는 경우에 대해서만 적용할 수 있는 것들로 옹벽이 회전이동하는 경우에는 적용이 불가능하다. 그리고 채영수와 김용진(1988)과 Chang(1997)은

Coulomb의 토압이론에 근거하여 회전이동하는 강성옹벽에 작용하는 비선형의 토압분포를 산정할 수 있는 토압산정식을 제안하였으나, 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과와 뒷채움재의 실제적인 파괴면 형상을 고려하지 않음으로써 옹벽이 정점을 중심으로 회전하는 경우에 대해서는 실측치와 큰 차이를 보이는 결과를 제공하는 것으로 나타났다. 반면, 백규호와 사공명(2004)은 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과를 고려해서 비선형의 토압분포를 산정하는 Paik과 Salgado(2003)의 토압이론에 뒷채움재의 실제적인 파괴면 형상을 반영함으로써 옹벽이 정점을 중심으로 회전하는 경우에 대하여 비선형의 토압분포를 산정할 수 있는 토압산정식을 제안하였으며, 이 제안식의 결과가 실측치에 매우 근접함을 보였다. 그럼에도 불구하고 현재까지 역T형이나 L형 옹벽과 같이 옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우에 대하여 실측치에 근접한 비선형의 토압분포를 산정할 수 있는 토압산정식은 제안된 바가 없다.

따라서 본 연구에서는 정점을 중심으로 회전하는 옹벽에 대한 백규호와 사공명(2004)의 토압산정방법에 근거해서 강성옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우에 옹벽에 작용하는 비선형의 주동토압분포를 산정할 수 있는 토압산정식을 제안하였다. 특히 토압산정식을 도출하는 과정에서 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과와 함께 뒷채움재의 실제적인 파괴면 형상을 고려하였으며, 파괴면 형상의 고려로 인해 토압산정식이 복잡하게 되는 것을 피하기 위하여 직선과 대수나선으로 이루어진 파괴면 형상을 4개의 직선으로 구성된 파괴면으로 대체하였다. 그리고 새로 제안된 토압산정식의 토압에

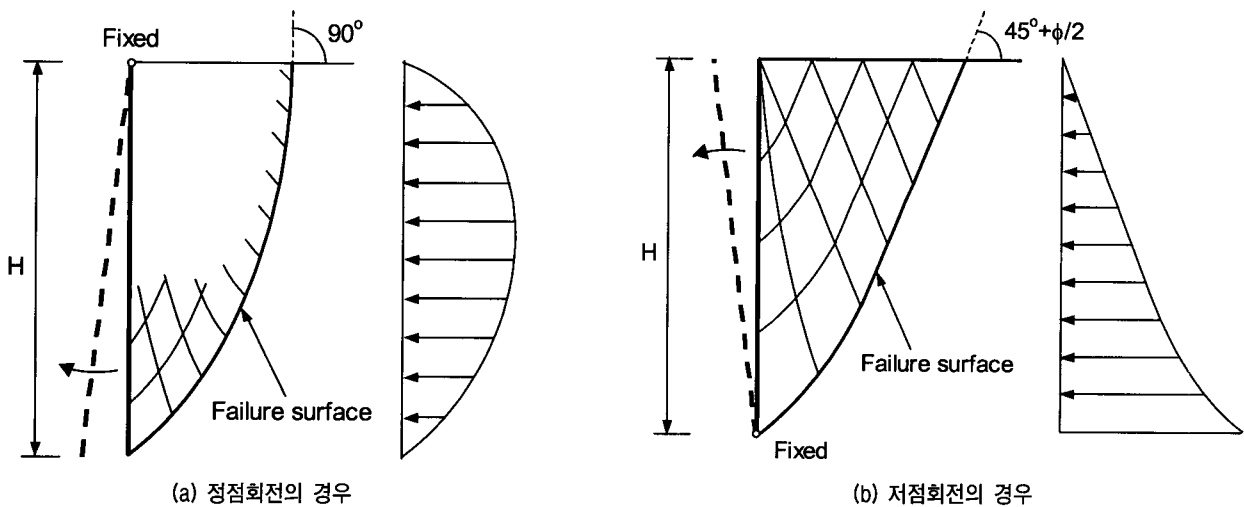


그림 1. 옹벽의 변위형태에 따른 뒷채움재의 파괴면 형상과 토압분포

측에 대한 정확도를 검증하기 위하여 제안식으로부터 얻은 토압 예측치를 기존에 보고된 모형시험 결과와 비교하였다.

2. 뒷채움재의 파괴면 형상

2.1 실제 파괴면 형상

강성옹벽에 작용하는 토압은 뒷채움재에서 발생하는 흩꺼기의 자중에 의해 유발되며, 흩꺼기의 자중은 뒷채움재의 파괴면 형상과 밀접하게 관련된다. 그리고 뒷채움재의 파괴면 형상은 옹벽의 변위형태에 따라 달라지는 것으로 알려져 있다(Terzaghi 1943). 따라서 강성옹벽에 작용하는 토압을 정확하게 산정하기 위해서는 토압 산정 시 옹벽의 변위로 인한 뒷채움재의 파괴면 형상을 반드시 고려해야 한다.

표면이 거친($\delta > 0^\circ$) 강성옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우 뒷채움재에서 발생하는 파괴면은 그림 2와 같이 직선과 대수나선의 곡선으로 구성된다(Terzaghi 1943). 즉, 뒷채움재의 상부는 수평과 $45^\circ + \phi/2$ 의 각도를 이루는 직선 \overline{AB} 를 따라 파괴되는 반면, 뒷채움재의 하부는 대수나선 곡선 \overline{BC} 를 따라 파괴된다. 그리고 이 대수나선 곡선은 직선 파괴면과 접하는 부분에서 수평과 $45^\circ + \phi/2$ 의 각도를 이루며, 옹벽의 저점부에서는 수평과 ξ 의 각도를 이루게 된다(Terzaghi 1943).

이때 옹벽의 저점부에서 수평과 파괴면이 이루는 각도 ξ 는 옹벽의 저점에 작용하는 응력에 대한 Mohr원을

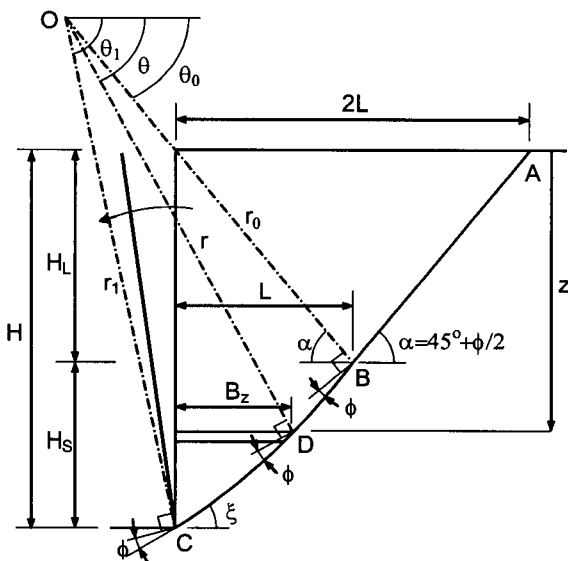


그림 2. 뒷채움재의 실제적인 파괴면 형상

나타낸 그림 3으로부터 구할 수 있다. 먼저 삼각형 ABC로부터 η 는 식 (1)과 같이 얻어지고

$$\eta = \pi - 2 \left[\frac{\pi}{2} - (\xi - \phi) \right] = 2(\xi - \phi) \quad (1)$$

삼각형 OBC와 OCD로부터 $\lambda - \eta$ 는 식 (2)와 같이 된다.

$$\lambda - \eta = \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) - \left(\frac{\pi}{2} - \phi \right) = \phi - \delta \quad (2)$$

그리고 식 (1)과 (2)를 더하면 각 λ 는 식 (3)과 같이 구해진다.

$$\lambda = 2\xi - \phi - \delta \quad (3)$$

또한 삼각형 OBC로부터 $\overline{BC} = \overline{OC} \sin \phi$ 이 되고 삼각형 ACD와 OCD로부터는 $\overline{AC} \cos \lambda = \overline{OC} \sin \delta$ 가 되며, \overline{AC} 와 \overline{BC} 는 모두 Mohr원의 반경으로 $\overline{AC} = \overline{BC}$ 이므로 이들 세 개의 관계식으로부터 식 (4)를 얻을 수 있다.

$$\cos \lambda = \frac{\sin \delta}{\sin \phi} \quad (4)$$

따라서 식 (3)을 식 (4)에 대입해서 정리하면 각 ξ 는 식 (5)와 같이 얻어진다.

$$\xi = \frac{1}{2} \left[\phi + \delta + \cos^{-1} \left(\frac{\sin \delta}{\sin \phi} \right) \right] \quad (5)$$

한편, 그림 2에 보이는 대수나선 곡선의 회전중심(O점)에서 뒷채움재의 임의의 깊이 z에서 발생하는 파괴면(D점)까지의 반경 r과 옹벽의 저점에서 발생하는 파괴면(B점)까지의 반경 r_1 은 식 (6)으로 계산될 수 있다.

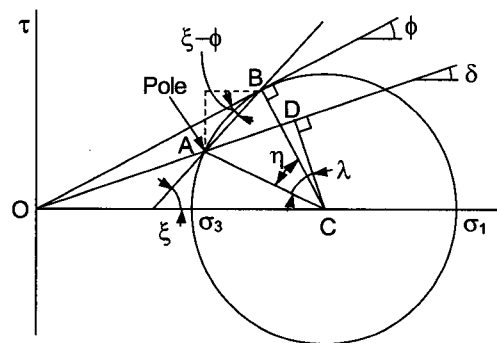


그림 3. 옹벽의 저점부에 작용하는 응력에 대한 Mohr원

$$r = r_0 \exp[(\theta - \theta_0) \tan \phi] \quad (6a)$$

$$r_1 = r_0 \exp[(\theta_1 - \theta_0) \tan \phi] \quad (6b)$$

여기서 r_0 는 대수나선 곡선의 회전중심(O점)에서 직선과 대수나선형 곡선의 파괴면이 접하는 지점(B점)까지의 거리이고 ϕ 는 뒷채움재의 내부마찰각, θ_0 와 θ_1 은 각각 수평으로부터 파괴면상의 B점과 C점까지의 회전각, θ 는 수평으로부터 임의의 깊이 z 에서 발생하는 파괴면(D점)까지의 회전각을 나타낸다. 그리고 대수나선 곡선의 특성상 곡선의 회전중심과 파괴면상의 한 점을 연결한 직선은 그 점을 지나는 대수나선 곡선과 항상 $90^\circ + \phi$ 의 각도를 유지한다. 그러므로 이와 같은 대수나선 곡선의 특성과 함께 A점과 C점에서의 기하학적인 관계를 고려하면 $\theta_0 = 45^\circ + \phi/2$ 이고 θ_1 은 식 (7)과 같음을 알 수 있다.

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} + \phi - \xi = \frac{1}{2} \left[\pi + \phi - \delta - \cos^{-1} \left(\frac{\sin \delta}{\sin \phi} \right) \right] \quad (7)$$

이상의 값들을 이용하면 뒷채움재에서 곡선파괴가 발생하는 범위에 해당되는 옹벽의 높이 H_s 와 곡선파괴가 시작되는 지점(B점)에서 미소수평요소의 폭 L 은 식 (8)과 같이 계산되며, H_s 에 대한 L 의 비로 정의되는 계수 χ 는 식 (9)와 같이 계산될 수 있다.

$$H_s = r_1 \sin \theta_1 - r_0 \sin \theta_0 \quad (8a)$$

$$L = r_0 \cos \theta_0 - r_1 \cos \theta_1 \quad (8b)$$

$$\chi = \frac{L}{H_s} = \frac{\cos \theta_0 - \cos \theta_1 \exp[(\theta_1 - \theta_0) \tan \phi]}{\sin \theta_1 \exp[(\theta_1 - \theta_0) \tan \phi] - \sin \theta_0} \quad (9)$$

그리고 식 (8a)에 식 (6)을 대입해서 정리하면 대수나선 곡선의 회전중심으로부터 직선 파괴면과 곡선 파괴면의 교차점(B점)까지의 거리 r_0 는 식 (10)과 같이 구해진다.

$$r_0 = \frac{H_s}{\sin \theta_1 \exp[(\theta_1 - \theta_0) \tan \phi] - \sin \theta_0} \quad (10)$$

또한 뒷채움재에서 직선파괴가 발생하는 범위에 해당되는 옹벽의 높이 H_L 은 그림 2에서 H_L 과 L 간의 관계와 식 (9)를 이용하면 식 (11)과 같이 되고,

$$H_L = L \tan \alpha = \chi H_s \tan \alpha \quad (11)$$

이 식을 $H = H_L + H_s$ 에 대입해서 정리하면 H_L 과 H_s , L 은 식 (12)와 같이 계산된다.

$$H_L = \frac{\chi \tan \alpha}{1 + \chi \tan \alpha} H \quad (12a)$$

$$H_s = \frac{H}{1 + \chi \tan \alpha} \quad (12b)$$

$$L = \frac{\chi}{1 + \chi \tan \alpha} H \quad (12c)$$

그리고 뒷채움재의 파괴면이 비선형인 경우 옹벽에 작용하는 토압을 산정하기 위해서는 뒷채움재에서 임의의 깊이 z 에 존재하는 미소수평요소의 폭 B_z 가 z 의 함수로 표시되어야 한다. 이를 위하여 뒷채움재가 직선으로 파괴되는 $0 \leq z \leq H_L$ 의 영역에서 미소수평요소의 폭을 z 의 함수로 표시하면 식 (13)과 같다(그림 2 참고).

$$B_z = 2L - \frac{z}{\tan \alpha} = \frac{2\chi}{1 + \chi \tan \alpha} H - \frac{z}{\tan \alpha} \quad (13)$$

그러나 뒷채움재가 대수나선 곡선을 따라 파괴되는 $H_L \leq z \leq H$ 의 영역에서는 미소수평요소의 폭과 깊이가 식 (14)와 같이 계산되며, 이들 두 개의 값은 θ 에 의해 연결된다.

$$B_z = r \cos \theta - r_1 \cos \theta_1 \quad (14a)$$

$$z = H_L + (r \sin \theta - r_0 \sin \theta_0) \quad (14b)$$

2.2 가정된 파괴면 형상

뒷채움재의 강도특성에 따른 대수나선 파괴면의 형상 변화를 조사하기 위하여 식 (14)를 이용해서 뒷채움재의 내부마찰각별로 깊이에 따른 미소수평요소의 폭(B_z)의 변화를 산정하였다. 그 결과 그림 4에서 보듯이 직선과 대수나선 곡선의 파괴면이 접하는 B점으로부터의 깊이($z - H_L$)를 곡선 파괴가 발생하는 옹벽의 높이(H_s)로 표준화하고 임의의 깊이 z 에서 미소수평요소의 폭을 B점에서 미소수평요소의 폭(L)으로 표준화했을 때 뒷채움재에서 발생하는 대수나선의 파괴면 형상은 뒷채움재의 내부마찰각과 무관하게 일정한 것으로 나타났다. 따라서 L 과 H_s 를 이용하면 뒷채움재의 하부에서 발생하는 대수나선 곡선의 파괴면 형상은 뒷채움재의 내부마찰각과 무관하게 하나의 함수로 정의될 수 있

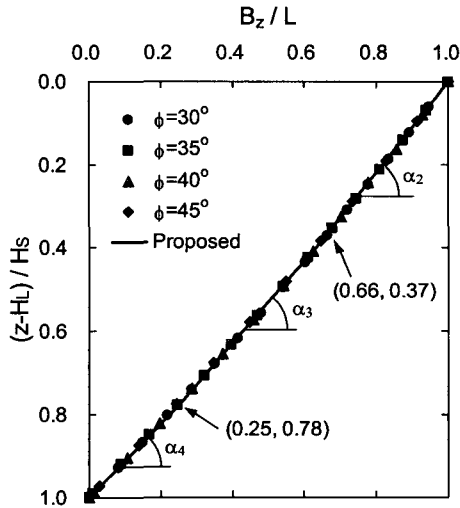


그림 4. 곡선 파괴부 뒷채움재의 강도특성에 따른 파괴면 형상의 변화

다. 또한 이러한 파괴면 형상은 그림 4에 보이는 세 개의 직선으로 근사화할 수 있으며, 이때 파괴면을 근사화하기 위하여 사용된 직선의 개수와 좌표는 대수나선곡선의 파괴면에 의해 만들어진 흩썩기 면적과 직선으로 구성된 파괴면에 의해 만들어진 흩썩기 면적간의 오차가 1% 이내가 되도록 시행착오를 통해 결정하였다.

한편, 토압을 정확히 산정하기 위해서는 뒷채움재의 파괴면 형상을 정확히 고려하는 것이 필요하며, 이를 위해 토압산정식을 도출하는 과정에서 식 (6)과 같은 대수나선 함수를 파괴면 형상으로 사용하면 계산이 매우 복잡하게 된다. 따라서 본 연구에서는 그림 4의 결과에 근거해서 옹벽이 저점을 중심으로 회전할 때 뒷채움재에서 발생하는 대수나선 곡선의 파괴면을 3개의 직선으로 대체함으로써 그림 5와 같이 옹벽 상부의 뒷채움재에서 발생하는 직선 파괴면을 포함해서 총 4개의 직선으로 파괴면을 구성하였다. 이때 각 직선의 좌표값들은 그림 5에 표시한 바와 같으며, 직선의 기울기 α_i 는 식 (15)와 같다.

$$0 \leq z \leq H_L \text{ 에서 } \alpha_1 = 45^\circ + \phi/2 \quad (15a)$$

$$H_L \leq z \leq H_L + 0.37H_s \text{ 에서 } \alpha_2 = \tan^{-1} \left(\frac{0.37H_s}{0.34L} \right) \quad (15b)$$

$$H_L + 0.37H_s \leq z \leq H_L + 0.78H_s \text{ 에서 } \alpha_3 = \tan^{-1} \left(\frac{H_s}{L} \right) \quad (15c)$$

$$H_L + 0.78H_s \leq z \leq H \text{ 에서 } \alpha_4 = \tan^{-1} \left(\frac{0.22H_s}{0.25L} \right) \quad (15d)$$

또한 뒷채움재의 파괴면이 4개의 직선으로 구성될 때 $H_{i-1} \leq z \leq H_i$ 의 범위에 존재하는 미소수평요소의 폭 B_z

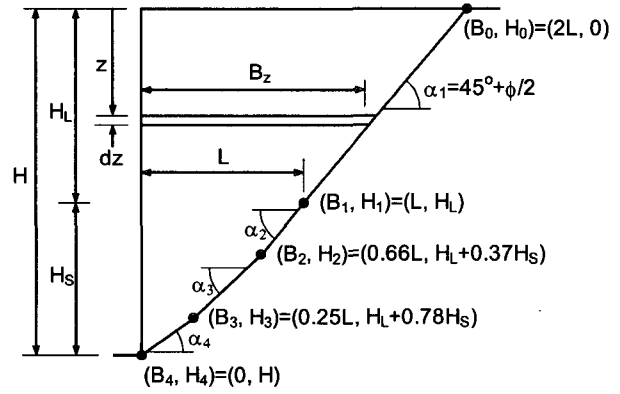


그림 5. 뒷채움재의 가정된 파괴면 형상

는 다음과 같이 계산될 수 있다.

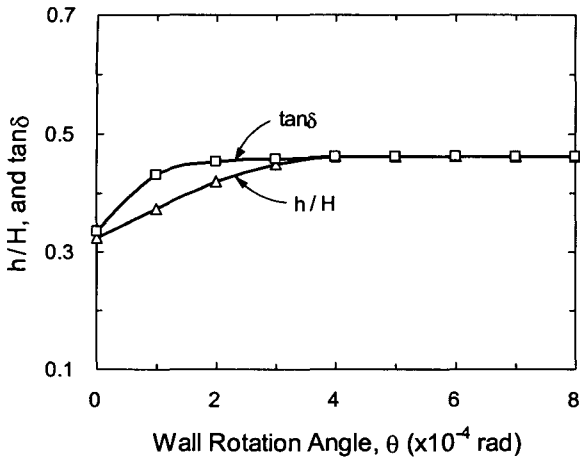
$$B_z = B_i + \frac{H_i - z - dz}{\tan \alpha_i} \quad (16)$$

여기서 H_i 와 B_i 는 뒷채움재의 지표면으로부터 i 번째로 두개의 직선이 교차하는 지점의 깊이와 그 깊이에서 미소수평요소의 폭을 나타내며, i 가 0, 1, 2, 3, 4일 때 B_i 와 H_i 는 그림 5에 표시되어 있다.

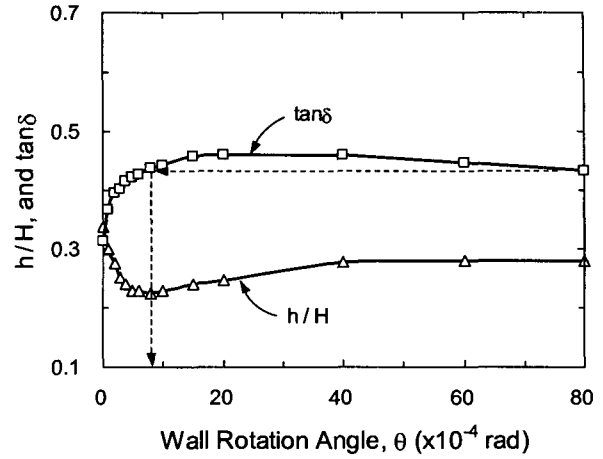
3. 옹벽의 변위에 따른 뒷채움재의 강도정수 변화

3.1 주동토압상태의 정의

일반적으로 강성옹벽에 작용하는 토압은 옹벽이 변위를 일으키에 따라 감소하다가 옹벽의 변위가 일정 크기를 넘어서 뒷채움재가 주동상태에 도달하면 옹벽에 작용하는 토압의 크기와 분포형태는 일정하게 유지된다. 또한 유한요소해석을 통해서 옹벽의 변위형태별로 옹벽에 작용하는 토압을 산정한 Clough와 Duncan(1971) 그리고 Nakai(1985)의 연구결과에 따르면 뒷채움재가 주동상태에 도달하기 위한 강성옹벽의 최소변위는 옹벽의 변위형태에 따라 달라지는 것으로 나타났으며, 이러한 결과는 Fang과 Ishibashi(1986)의 모형시험 결과에서도 확인할 수 있다. 즉, 옹벽의 마찰계수 $\tan \delta$ 가 최대치에 도달했을 때를 주동상태로 정의하는 Ichihara와 Matsuzawa(1973)의 정의와 옹벽의 높이에 의해 규준화된 주동토압의 작용점 높이 h/H 가 일정해 질 때를 주동상태로 정의하는 Sherif 등(1982)의 정의를 Fang과 Ishibashi(1986)의 모형시험 결과에 적용하면, 그림 6(a)에 보이는 바와 같이 옹벽이 정점을 중심으로 회전하는 경우에는 옹벽이 4×10^{-4} rad를 회전했을 때 뒷채움재가 주동상태에



(a) 정점회전의 경우



(b) 저점회전의 경우

그림 6. 옹벽의 회전각에 따른 마찰계수와 토압의 작용점 높이의 변화(Fang과 Ishibashi 1986)

도달함을 알 수 있다. 그러나 옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우에는 그림 6(b)에서와 같이 옹벽이 회전함에 따라 $\tan\delta$ 와 h/H 이 계속 변하는 경향을 보이지만, 옹벽의 회전각이 8×10^{-4} rad일 때의 $\tan\delta$ 값이 옹벽의 회전각이 매우 클 때($\theta = 80 \times 10^{-4}$ rad)의 값과 동일하게 되고 h/H 에 대한 곡선도 수평상태에 놓이게 되므로 이 회전각에서 뒷채움재가 주동상태에 도달한 것으로 볼 수 있다. 따라서 본 연구에서는 강성옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우에 뒷채움재가 주동상태에 도달하기 위한 옹벽의 최소 회전각을 80×10^{-4} rad으로 간주하였다.

한편, 옹벽에 작용하는 토압의 크기는 옹벽의 수평변위와 직접적으로 관련되며, Fang과 Ishibashi(1986)의 연구결과에 따르면 강성옹벽이 주동상태에 도달하기 위한 옹벽의 한계수평변위 S_c 는 옹벽 높이의 0.0003배였다. 그리고 이러한 한계수평변위의 크기는 뒷채움재의 다짐도나 내부마찰각, 지표면으로부터의 깊이에 관계없이 일정하고, 옹벽의 변위형태와도 무관하다고 주장하였다. 그러나 강성옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우에 옹벽의 수평변위는 뒷채움재의 지표면으로부터의 깊이에 따라 달라져서, 옹벽의 정점에서는 수평변위가 최대가 되는 반면 옹벽의 저점에서는 수평변위가 발생하지 않게 된다. 따라서 본 연구에서는 임의의 깊이에서 옹벽의 수평변위가 옹벽 높이의 0.0003배보다 크게 되면 그 깊이에 존재하는 뒷채움재는 주동상태에 도달한 것으로 간주하였다.

3.2 옹벽의 수평변위에 따른 뒷채움재의 강도정수 변화

그림 7에 보이는 바와 같이 옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우 옹벽의 수평변위는 옹벽의 정점부에서 가장 먼저 한계수평변위 S_c 에 도달하게 되며, 이때 옹벽의 정점부에 존재하는 뒷채움재는 주동상태가 된다. 그리고 옹벽의 저점부에서는 옹벽의 변위발생이 억제되므로 뒷채움재가 정지토압 상태로 존재하게 된다. 결국 임의의 깊이 z 에서 옹벽의 수평변위를 S_z 라 할 때 $S_z \geq S_c$ 인 옹벽의 상부에서는 뒷채움재가 주동상태(혹은 극한상태)에 도달하게 되며, $S_z < S_c$ 인 옹벽의 하부에서는 뒷채움재가 주동상태 이전의 상태로 존재한다. 따라서 삼축시험이나 직접전단시험의 경우 시료의 변형정도가 커짐에 따라 전단강도가 증가하고 시료가 극한상태에 도달하게 되면 시료의 전단강도가 일정하게 유지되는 것을 고려할 때 $S_z \geq S_c$ 인 영역에서는 뒷채움재의 내부마찰각이 극한상태에서의 값과 같게 되지만 $S_z < S_c$ 인 영역에서는 뒷채움재의 내부마찰각이 옹벽의 수평변위에 따라 달라짐을 알 수 있다.

이러한 점을 고려하여 Chang(1997)은 옹벽에 작용하는 토압 산정 시 뒷채움재의 내부마찰각과 옹벽의 벽면마찰각을 그림 7에 보이는 바와 같이 임의의 깊이에서 발생하는 옹벽의 수평변위에 따라 달리하였다. 그리고 이와 유사하게 본 연구에서도 임의의 깊이 z 에서 옹벽의 수평변위 S_z 와 그 깊이에서 뒷채움재의 내부마찰각 ϕ_z 또는 옹벽의 벽면마찰각 δ_z 의 관계를 식 (17)과 같이 가정하였다.

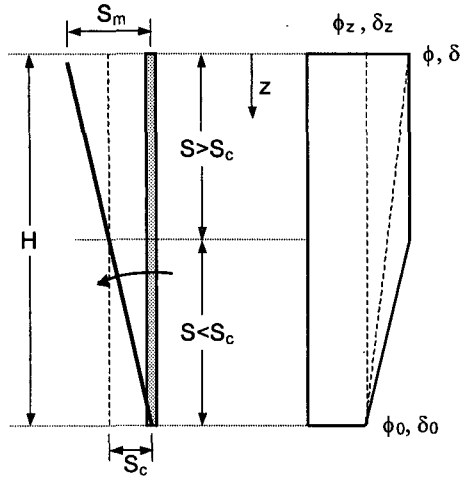


그림 7. 지표면으로부터의 깊이별 뒷채움재의 마찰각 변화

$$\phi_z = \tan^{-1} \left[\tan \phi_0 + \left(\frac{S_z}{S_c} \right)^2 (\tan \phi - \tan \phi_0) \right] \leq \phi \quad (17a)$$

$$\delta_z = \tan^{-1} \left[\tan \delta_0 + \left(\frac{S_z}{S_c} \right)^2 (\tan \delta - \tan \delta_0) \right] \leq \delta \quad (17b)$$

여기서, $S_z = S_m(1 - z/H)$ 으로 계산되며, S_m 은 옹벽의 정점에서 발생하는 옹벽의 최대 변위이다. 그리고 ϕ 는 극한상태에서 뒷채움재의 내부마찰각이고, ϕ_0 는 정지토압 상태로 존재하는 뒷채움재의 마찰각으로 정지토압 상태에 대한 Mohr원으로부터 얻어진 식 (18)을 이용해서 구할 수 있다.

$$\phi_0 = \sin^{-1} \left(\frac{1 - K_0}{1 + K_0} \right) \quad (18)$$

이 식에서 뒷채움재가 NC 모래인 경우에는 $K_0 = 1 - \sin \phi$ 이나, 뒷채움재가 OC 모래인 경우에는 K_0 를 산정할 때 OCR을 고려해야만 한다. 또한 δ 는 극한상태에서 옹벽의 벽면마찰각이고, δ_0 는 옹벽의 뒷채움재를 다지는 과정에서 옹벽과 뒷채움재간에 발생하는 옹벽의 초기 벽면마찰각이다. 그러나 현실적으로 δ_0 를 측정하는 것이 쉽지 않기 때문에 δ_0 에 대한 특별한 정보가 없는 경우에 대하여 Chang(1997)은 $\delta_0 = \phi/2$ 을 사용할 것을 제안하였다.

4. 주동토압 산정식

4.1 주동토압계수

그림 8은 강성옹벽이 회전 변위를 일으킬 때 뒷채움

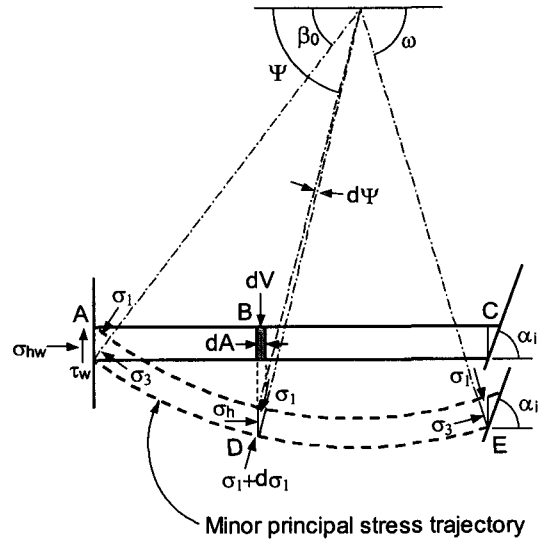


그림 8. 미소수평요소에 작용하는 주응력의 회전

재의 임의의 깊이에서 존재하는 미소수평요소에 작용하는 최대 및 최소주응력을 나타낸 것으로, 옹벽과 뒷채움재간의 발생하는 마찰로 인해 최소주응력 σ_3 는 아래로 오목한 최소주응력 궤적의 접선방향으로 작용하고 최대주응력 σ_1 은 최소주응력 궤적에 직각 방향으로 작용하게 된다. 그리고 점선으로 표시된 최소주응력 궤적의 정확한 형태는 아직 밝혀지지 않고 있으나 본 연구에서는 원호(arc)로 가정하였다.

한편, A점에 존재하는 삼각형 요소에 대한 수평방향 힘평형으로부터 식 (19)가 구해진다.

$$\sigma_{hw} = \sigma_1 (\cos^2 \beta_0 + K \sin^2 \beta_0) \quad (19)$$

여기서 $K = \sigma_3 / \sigma_1 = \tan^2(45^\circ - \phi/2)$ 로 계산되며, β_0 는 옹벽에 작용하는 σ_1 의 작용방향과 수평이 이루는 각도로 옹벽에 작용하는 응력들에 대한 Mohr원을 나타낸 그림 9로부터 구할 수 있다. 즉, 그림에 표시된 두 개의 삼각형 OAB와 ABC의 관계로부터 식 (20)을 얻을 수 있다.

$$\tan \beta_0 = \frac{\sigma_{hw}}{\sigma_{hw} - \sigma_3} \tan \delta_z \quad (20)$$

이 식에 식 (19)와 $\sigma_3 = K\sigma_1$ 을 대입하고 정리하면 $\tan \beta_0$ 에 대한 2차 방정식이 얻어지며, 이 방정식을 풀면 식 (21)과 같은 두 개의 β_0 를 구할 수 있다. 이중 큰 값이 주동상태에 해당되는 값이다.

$$\theta = \tan^{-1} \left[\frac{(1 - K) \pm \sqrt{(1 - K)^2 - 4K \tan^2 \delta_z}}{2K \tan \delta_z} \right] \quad (21)$$

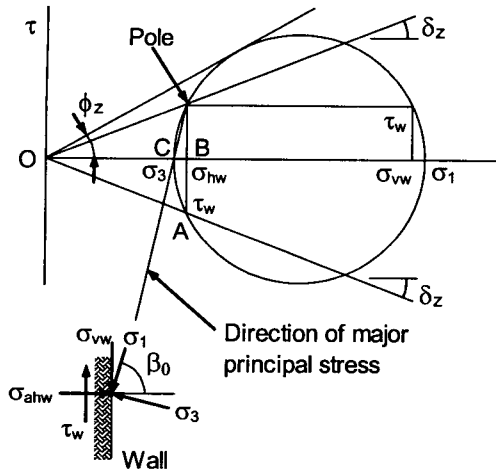


그림 9. 벽면에 작용하는 응력에 대한 Mohr원

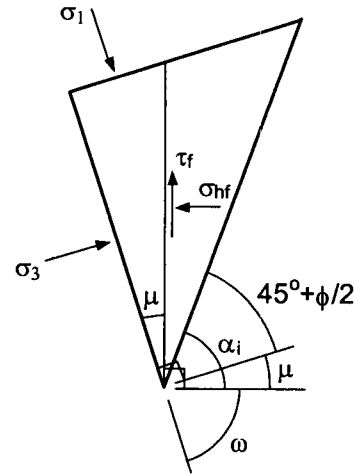


그림 10. 뒷채움재의 파괴면상에 작용하는 최대 및 최소주응력

마찬가지 방법으로 그림 8의 미소수평요소내 B점의 응력상태를 나타내는 D점에 존재하는 삼각형 요소에 대하여 수평방향 힘평형을 고려하면 B점에 작용하는 수평응력이 식 (22)와 같게 되며,

$$\sigma_h = \sigma_1(\cos^2 \psi + K \sin^2 \psi) \quad (22)$$

이 식에 $\sigma_1 + \sigma_3 = \sigma_v + \sigma_h$ 를 대입하면 B점에 작용하는 연직응력은 다음과 같이 얻어진다.

$$\sigma_v = \sigma_1(\sin^2 \psi + K \cos^2 \psi) \quad (23)$$

여기서 ψ 는 D점에서 σ_1 의 작용방향과 수평이 이루는 각도를 의미한다.

그러므로 그림 8의 B점에 위치한 폭이 dA 인 미소요소에 작용하는 미소 연직력 dV 는 식 (24)와 같이 계산될 수 있으며,

$$dV = \sigma_v dA = \sigma_1(\sin^2 \psi + K \cos^2 \psi)(Rd\psi \sin \psi) \quad (24)$$

식 (24)를 적분하면 폭이 B_z 인 미소수평요소에 작용하는 전체연직력 V 는 식 (25)와 같게 된다.

$$V = \int_{\beta_0}^{\pi-\omega} dV = \sigma_1 R \left[(\cos \beta_0 + \cos \omega) - \frac{1-K}{3} (\cos^3 \beta_0 + \cos^3 \omega) \right] \quad (25)$$

여기서 ω 는 뒷채움재의 파괴면상(C점)에 작용하는 σ_1 의 작용방향과 수평이 이루는 각도로, C점에서의 응력상태를 나타낸 그림 10으로부터 $\omega = 3\pi/4 + \phi/2 - \alpha_i$ 로 계산된다. 그리고 식 (25)의 전체연직력 V 를 미소수평요소의 폭인 $B_z = R(\cos \beta_0 + \cos \omega)$ 으로 나누면 미소수평요

소에 작용하는 평균 연직응력 $\bar{\sigma}_v$ 가 다음과 같이 구해진다.

$$\bar{\sigma}_v = \sigma_1 \left[1 - \frac{1-K}{3} (\cos^2 \beta_0 - \cos \beta_0 \cos \omega + \cos^2 \omega) \right] \quad (26)$$

따라서 미소수평요소에 작용하는 평균 연직응력 $\bar{\sigma}_v$ 에 대한 응벽에 작용하는 수평응력 σ_{hw} 의 비로 정의되는 새로운 주동토압계수 K_{aw} 는 식 (19)를 식 (26)으로 나눔으로써 식 (27)과 같이 계산된다.

$$K_{aw} = \frac{\sigma_{hw}}{\bar{\sigma}_v} = \frac{3(\cos^2 \beta_0 + K \sin^2 \beta_0)}{3 - (1-K)(\cos^2 \beta_0 - \cos \beta_0 \cos \omega + \cos^2 \omega)} \quad (27)$$

4.2 수평주동응력 산정식

그림 10은 그림 8에 보이는 미소수평요소에서 C점의 응력상태를 나타내는 E점에 존재하는 삼각형 요소를 나타낸 것으로, 그림에 보이는 두 개의 삼각형 요소 중 왼쪽의 삼각형 요소에 대하여 연직방향 힘평형을 고려하면 미소수평요소의 오른쪽 연직면에 작용하는 연직방향 전단력 τ_f 가 다음과 같이 유도된다.

$$\tau_f = \sigma_1(1-K) \sin \omega \cos \omega + \frac{\gamma}{2} dz \sin \beta_0 \sin \mu \quad (28)$$

여기서 γ 는 뒷채움재의 단위중량이며, μ 는 C점에 작용하는 σ_3 의 작용방향과 수평이 이루는 각도로 그림 10에 보이는 삼각형 요소의 기하학적인 관계로부터 $\mu = \pi/2 - \omega$ 로 계산된다. 그리고 식 (28)의 σ_1 에 식 (26)을 대입하면 직사각형의 형상을 갖는 미소수평요소의 우측 단부에

작용하는 연직방향 전단응력 τ_f 가 식 (29)와 같이 $\overline{\sigma}_v$ 의
 향으로 구해진다.

$$\tau_f = \frac{3(1-K)\sin\omega\cos\omega}{3-(1-K)(\cos^2\beta_0 - \cos\beta_0\cos\omega + \cos^2\omega)} \overline{\sigma}_v + \frac{\gamma}{2} dz \sin\beta_0 \sin\mu \quad (29)$$

한편, 그림 11은 뒷채움재에 존재하는 직사각형의 미
 소수평요소(미소수평요소)에 작용하는 각종 힘요소들을 보인 것으로,
 미소수평요소의 오른쪽에는 식 (29)와 같은 전단응력 τ_f
 가 작용하고 왼쪽에는 식 (30)와 같은 전단응력 τ_w 가 작
 용하게 된다.

$$\tau_w = \sigma_{nw} \tan\delta = K_{aw} \overline{\sigma}_v \tan\delta \quad (30)$$

따라서 두께가 dz 인 직사각형의 미소수평요소에는 평
 균 연직응력 $\overline{\sigma}_v$ 에 의한 연직력과 좌우 단부에 작용하
 는 전단응력 τ_w 과 τ_f 에 의한 전단력, 그리고 미소수평
 요소의 자중이 연직력으로 작용하게 된다. 이들 힘요소
 들에 대하여 연직방향 힘평형식을 세우면 다음과 같은
 미분방정식이 얻어지며,

$$B_z d\overline{\sigma}_{vi} + (\tau_w + \tau_f) dz = \gamma B_z dz \quad (31)$$

이 식에 식 (29)와 (30) 그리고 $B_z = B_i + (H_i - z - dz) \tan\alpha_i$
 를 대입한 후 dz 의 제곱항을 무시하면 식 (31)은 다음과
 같이 정리된다.

$$(A_i - z) d\overline{\sigma}_{vi} + [K_i d\overline{\sigma}_{vi} - \gamma(A_i - z)] dz = 0 \quad (32)$$

여기서 $\overline{\sigma}_{vi}$ 는 파괴면을 구성하는 4개의 직선 중 뒷채움
 재의 지표면으로부터 i 번째의 직선상에 존재하는 미소
 수평요소(미소수평요소)에 작용하는 평균 연직응력이며,
 A_i 와 K_i , m 은 식 (33)과 같다.

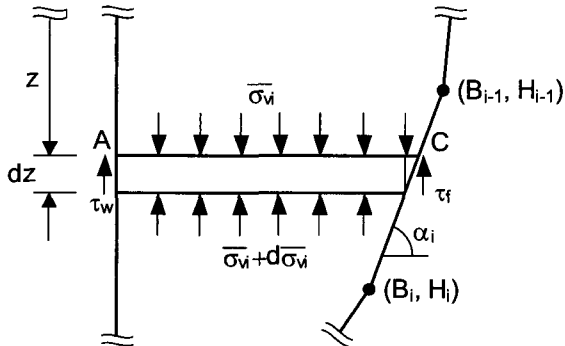


그림 11. 미소수평요소(미소수평요소)에 작용하는 각종 연직력

$$A_i = B_i \tan\alpha_i + H_i \quad (33a)$$

$$K_i = (K_w \tan\delta + m) \tan\alpha_i \quad (33b)$$

$$m = \frac{3(1-K)\sin\omega\cos\omega}{3-(1-K)(\cos^2\beta_0 - \cos\beta_0\cos\omega + \cos^2\omega)} \quad (33c)$$

마지막으로 식 (32)의 미분방정식을 풀 후 파괴면을
 구성하는 4개의 직선 영역별로 식 (34)과 같은 경계조건
 을 적용하면 각 직선 영역별로 미소수평요소(미소수평요소)
 에 작용하는 평균 연직응력 $\overline{\sigma}_{vi}$ 가 식 (35)와 같게 된다.

$$0 \leq z \leq H_1 (= H_L) \text{의 경우 } z=0 \text{에서 } \overline{\sigma}_{v1} = 0 \quad (34a)$$

$$H_1 \leq z \leq H_2 (= H_L + 0.37H_S) \text{의 경우} \\ z = H_1 \text{에서 } \overline{\sigma}_{v2} = \overline{\sigma}_{v1(z=H_1)} \quad (34b)$$

$$H_2 \leq z \leq H_3 (= H_L + 0.78H_S) \text{의 경우} \\ z = H_2 \text{에서 } \overline{\sigma}_{v3} = \overline{\sigma}_{v2(z=H_2)} \quad (34c)$$

$$H_3 \leq z \leq H_4 (= H) \text{의 경우} \\ z = H_3 \text{에서 } \overline{\sigma}_{v4} = \overline{\sigma}_{v3(z=H_3)} \quad (34d)$$

여기서 $\overline{\sigma}_{vi(z=H_i)}$ 는 $z=H_i$ 의 깊이에서 지표면으로부터 i
 번째 직선 파괴면상에 존재하는 미소수평요소(미소수평요소)
 에 작용하는 평균 연직응력을 나타낸다.

$$0 \leq z \leq H_1 (= H_L) \text{의 경우} \\ \overline{\sigma}_{v1} = \frac{\gamma A_1}{1-K_1} \left[\left(1 - \frac{z}{A_1}\right)^{K_1} - \left(1 - \frac{z}{A_1}\right) \right] \quad (35a)$$

$$H_1 \leq z \leq H_2 (= H_L + 0.37H_S) \text{의 경우} \\ \overline{\sigma}_{v2} = \left(\frac{A_2 - z}{A_2 - H_1} \right)^{K_2} \overline{\sigma}_{v1(z=H_1)} + \frac{\gamma(A_2 - z)}{1-K_2} \left[\left(\frac{A_2 - H_1}{A_2 - z} \right)^{(1-K_2)} - 1 \right] \quad (35b)$$

$$H_2 \leq z \leq H_3 (= H_L + 0.78H_S) \text{의 경우} \\ \overline{\sigma}_{v3} = \left(\frac{A_3 - z}{A_3 - H_2} \right)^{K_3} \overline{\sigma}_{v2(z=H_2)} + \frac{\gamma(A_3 - z)}{1-K_3} \left[\left(\frac{A_3 - H_2}{A_3 - z} \right)^{(1-K_3)} - 1 \right] \quad (35c)$$

$$H_3 \leq z \leq H_4 (= H) \text{의 경우} \\ \overline{\sigma}_{v4} = \left(\frac{A_4 - z}{A_4 - H_3} \right)^{K_4} \overline{\sigma}_{v3(z=H_3)} + \frac{\gamma(A_4 - z)}{1-K_4} \left[\left(\frac{A_4 - H_3}{A_4 - z} \right)^{(1-K_4)} - 1 \right] \quad (35d)$$

따라서 임의의 깊이 z 에서 강성응력에 작용하는 수평
 주동응력 σ_{nw} 는 식 (36)과 같이 식 (35)로부터 계산된 미
 소수평요소(미소수평요소)에 작용하는 평균 연직응력 $\overline{\sigma}_{vi}$ 에
 식 (27)로부터 계산된 새로운 주동토압계수 K_{aw} 를 곱함으로써 구
 할 수 있다.

$$\sigma_{hw} = K_{aw} \overline{\sigma_{vi}} \quad (36)$$

5. 제안식의 정확도 검증

본 논문에서 새로 제안한 주동토압 산정식의 정확도를 검증하기 위하여 제안식으로부터 얻어진 결과들을 Fang과 Ishibashi(1986)의 모형시험 결과와 비교하였다. Fang과 Ishibashi(1986)는 높이가 1.02m인 모형옹벽을 저점을 중심으로 회전시키면서 뒷채움재의 지표면으로부터 0.15, 0.31, 0.47, 0.63, 0.79, 0.96m의 깊이에서 옹벽에 작용하는 주동토압을 측정하였다. 이때 뒷채움재의 단위중량은 $\gamma=15.35\text{kN/m}^3$ 이고, 뒷채움재의 내부마찰각은 $\phi=33.4^\circ$, 옹벽의 벽면마찰각은 $\delta=0.74\phi$ 였다. 또한 옹벽이 변위를 일으키지 않았을 때 옹벽에 유발된 벽면마찰각 δ_0 은 모형시험에서 $\delta_0=0.52\phi$ 로 측정되었다.

그림 11은 제안식으로부터 산정된 수평주동응력의 분포를 Fang과 Ishibashi(1986)가 측정한 모형시험의 결과와 함께 Coulomb의 토압이론과 Chang(1997)의 방법으로부터 얻어진 결과와도 비교한 것이다. Fang과 Ishibashi(1986)의 시험결과에 따르면 강성옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우 옹벽의 상부에서는 수평주동응력이 깊이에 비례해서 증가하다가 옹벽의 하부에서는 주동수평응력이 급격히 커지는 경향을 보였으며, 이러한 토압분포는 그림 11에 보이는 바와 같이 본 연구에서 제안된 토압산정식과 Chang(1997)의 방법에 의해 적절히 예측되었다. 그 중에서 본 연구의 제안식은 옹벽의 상부에서는 토압을 약간 과대평가하고 옹벽의 하부

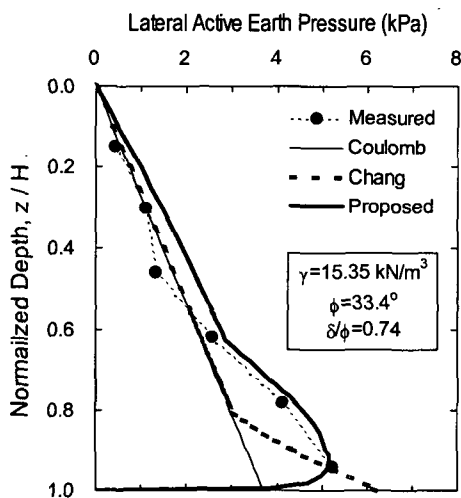


그림 12. 주동토압 분포에 대한 측정치와 예측치의 비교

에서는 실측치에 근접한 결과를 제공하는 반면, Chang(1997)의 방법은 옹벽의 상부에서는 실측치에 근접한 결과를 주지만 옹벽의 하부에서는 토압을 과소평가하는 경향을 보였다. 그리고 Coulomb의 토압이론은 전반적으로 Chang의 방법과 유사한 토압분포를 제공하였으나 옹벽의 하부에서는 Chang의 제안식보다 더 작은 토압을 산정하였다.

한편 그림 12는 본 연구의 제안식을 포함한 각종 토압산정식으로부터 산정된 주동토압의 크기와 작용점 높이를 Fang과 Ishibashi(1986)의 시험결과와 비교한 것이다. 그림과 같이 Coulomb의 토압이론과 Chang(1997)의 방법은 주동토압의 크기를 실측치보다 각각 17%와 8% 작게 예측하는 반면, 새로 제안된 토압산정식은 실측치보다 12% 크게 산정하였다. 그리고 주동토압의 작용점 높이는 모든 토압산정식들이 실측치보다 높게 예측하였는데, Coulomb의 토압이론은 실측치의 119%를, 그리고 본 연구의 제안식과 Chang의 방법은 각각 실측치의 109%와 113%의 값을 제공하였다. 이와 같이 옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우에 대하여 Chang(1997)의 방법은 주동토압의 크기에 대하여 불안전측의 예측치를 제공하는 반면, 새로 제안된 토압산정식은 주동토압의 크기와 작용점 높이가 모두 실측치와 12~13%의 오차범위 내에서 안전측의 예측치를 제공하였다.

또한 Chang(1997)의 방법은 토압 산정 시 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과와 뒷채움재의 실제적인 파괴면 형상을 고려하지 않음으로써 옹벽이 정점을 중심으로 회전하는 경우에 대해서 주동토압의 작용점 높이를 상당히 과소평가하는 경향을 보인다(Chang 1997). 그러나 본 논문에서 주동토압의 산정을 위해 사용한 식 (27)과 (35)는 옹벽이 정점을 중심으로 회전하는 경우에 대해

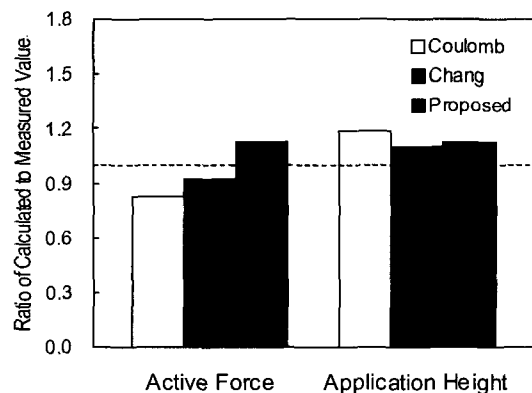


그림 13. 주동토압의 크기와 작용점 높이에 대한 실측치와 예측치의 비교

서도 토압 산정시 뒷채움재에서 발생하는 파괴면의 실제적인 형상을 고려한다면 주동토압의 크기와 작용점 높이가 모두 실측치에 근접한 결과를 제공한다(백규호와 사공명 2004). 따라서 강성옹벽에 작용하는 주동토압을 산정할 때 옹벽의 변위형태에 따라 달라지는 뒷채움재의 실제적인 파괴면 형상을 고려하면 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과의 영향이 반영된 토압산정식인 식 (35)는 옹벽이 정점에 대하여 회전하는 경우 뿐만 아니라 저점에 대하여 회전하는 경우에 대해서도 비교적 만족스러운 결과를 제공하는 것으로 나타났다.

6. 결론

일반적으로 옹벽에 작용하는 주동토압의 크기와 분포형태는 뒷채움재의 내부마찰각과 옹벽의 벽면마찰각 뿐만 아니라 옹벽의 변위형태에 따라 달라지는 뒷채움재의 파괴면 형상에도 영향을 받는다. 그리고 뒷채움재의 파괴면 형상이 달라짐에 따라 토압분포를 비선형으로 만드는 아칭효과의 발생 메커니즘도 달라지게 된다. 따라서 회전변위를 일으키는 옹벽에 대하여 주동토압의 크기와 분포형태를 정확히 산정하기 위해서는 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과와 함께 뒷채움재의 실제적인 파괴면 형상을 고려하는 것이 필요하다.

본 연구에서는 역T형이나 L형 옹벽의 경우와 같이 옹벽이 저점을 중심으로 회전하는 경우에 대하여 비선형의 토압분포를 산정할 수 있도록 뒷채움재에서 발생하는 아칭효과와 비선형의 파괴면 형상, 그리고 옹벽의 변위에 따른 뒷채움재의 내부마찰각과 벽면마찰각의 변화를 고려해서 토압산정식을 제안하였다. 특히 토압 산정과정에서 복잡해지는 것을 방지하기 위하여 뒷채움재에서 발생하는 비선형의 파괴면 형상을 4개의 직선으로 구성되는 파괴면으로 대체하였다. 그리고 토압 예측에 대한 제안식의 정확도를 검증하기 위하여 제안식으로 구한 예측치를 모형시험의 결과와 비교하였다. 그 결과 기존의 제안식들은 주동토압의 크기에 있어서 불안정측의 결과를 제공하는 반면, 제안식은 주동토압의 크기

와 작용점 높이가 모두 실측치와 12~13%의 오차범위 내에서 안전측의 결과를 제공하는 것으로 나타났다.

감사의 글

본 연구는 2003년도 한국학술진흥재단의 연구비 지원(KRF-2003-002-D00325)에 의해 이루어진 것으로, 이에 감사드립니다.

참고 문헌

1. 백규호, 사공명 (2004), "정점을 중심으로 회전하는 강성옹벽에 작용하는 주동토압", 한국지반공학회 논문집, 제20권, 제8호, pp. 181-191.
2. 정성교, 백승훈 (1993), "비점성토로 뒷채움한 강성옹벽에 작용하는 정적토압", 한국지반공학회지, 제9권, 제1호, pp.69-74.
3. 정성교, 허대영, 이만열 (1996), "c-φ 흙으로 뒷채움한 중력식 옹벽에 작용하는 정적토압", 한국지반공학회지, 제12권, 제4호, pp.47-60.
4. 채영수, 김용진 (1988), "벽체변위에 따른 토류벽의 정적 주동토압", 한국지반공학회지, 제4권, 제2호, pp.25-32.
5. Chang, M. F. (1997), "Lateral earth pressures behind rotating walls", *Canadian Geotech. J.*, Vol.34, No.1, pp.498-509.
6. Clough, G. W., and Duncan, J. M. (1971), "Finite element analyses of retaining wall behavior", *J. of Geotech. Eng., ASCE*, Vol.97, No.12, pp.1657-1673.
7. Fang, Y., and Ishibashi, I. (1986), "Static earth pressures with various wall movements", *J. of Geotech. Eng., ASCE*, Vol.112, No.3, pp.317-333.
8. Handy, R. L. (1985), "The arch in soil arching", *J. of Geotech. Eng., ASCE*, Vol.111, No.3, pp.302-318.
9. Harrop-Williams, K. O. (1989), "Geostatic wall pressures", *J. of Geotech. Eng., ASCE*, Vol.115, No.9, pp.1321-1325.
10. Ichihara, M., and Matsuzawa, H. (1973), "Earth pressure during earthquake", *Soils and Foundations*, Vol.13, No.4, pp.75-86.
11. Nakai, T. (1985), "Finite element computations for active and passive earth pressure problems of retaining wall", *Soils and Foundations*, Vol.25, No.3, pp.98-112.
12. Paik, K. H., and Salgado, R. (2003), "Estimation of active earth pressure against rigid retaining walls considering arching effects", *Geotechnique*, Vol.53, No.7, pp.643-653.
13. Sherif, M. A., Ishibashi, I., and Lee, C. D. (1982), "Earth pressures against rigid retaining walls", *J. of Geotech. Eng., ASCE*, Vol.108, No.5, pp.679-695.
14. Terzaghi, K. (1943), *Theoretical soil mechanics*, John Willey and Sons, New York, N.K.

(접수일자 2004. 9. 8, 심사완료일 2004. 10. 10)