

축자계형 진공차단기의 진공아크 해석

강진, 김민수, 최승길, 고광철*, 강형부*
 한양대학교 전기공학과, 한양대학교 전자전기공학부*

The Vacuum Arc Analysis of VI Applied Axial Magnetic Field

Jin Kang, min-soo Kim, Seung-kil Choi, kwang-cheol Ko, hyung-boo Kang
 Hanyang university

Abstract - Axial magnetic field(B_z) generated by special electrode construction in vacuum interrupters(VI) is used to extinguish electric plasma arcs because that restrains this form expanding. So VI applied axial magnetic field has more interruption capacity as compared with other VI. Also, the profile of toroidal field(B_θ) generated by B_z is important to VI design.

In this study, it was represented that the behavior of vacuum arc. In addition, The relationship between B_z and B_θ was represented by using Dynamo theory. I hope that this study will be a good data in design of vacuum interrupters.

1. 서 론

전력계통의 부하가 증가되어 가는 추세에 따라 차단기의 차단용량은 증가시키면서, 반면에 차단기의 크기는 소형화시키는 기술이 요구되고 있다.

이러한 목적을 이루기 위하여 진공아크에 대한 많은 연구가 수행되었고, 여기서 개발된 새로운 방법들이 진공차단기의 개선에 사용되어졌다. 또한 디지털 이미지 처리 기술이 발전하게 되면서 아크의 현상을 보다 이해하기 쉽게 되었고, 이러한 연구를 통하여 축자계를 인가한 전극이 진공차단기의 차단용량의 향상에 있어 괄목할 만한 효과가 있음을 입증하였다[1]. 즉, 차단기에 인가된 축자계는 고장전류의 차단시에 발생하는 아크의 확산을 억제해 아크전압이 낮고, 양극전압 강하가 생기지 않게 되어 일반차단기와 비교해 차단용량이 커지고 수명이 길어지게 되는 것이다.

따라서 진공차단기의 설계에 있어서, 차단기의 내부에서 자계와 연동된 아크의 거동을 살펴보는 것은 진공차단기의 설계에 있어 매우 중요하다. 아크의 거동을 나타내는 파라미터중 축자계외에, 주회자계의 중요성도 인식이 되고 있는데, 본 연구에서는 지구자장의 생성과 역전의 메카니즘을 설명하는 다이نام오 이론을 적용해 축자계와 주회자계 사이의 관계를 확인하기로 한다.

2. 본 론

2.1 축자계 진공차단기

차단기란 전력용 설비에 과전류가 흘렀을 때 이 전류를 차단함으로써 설비를 안전하게 보호하기 위한 장치이다. 두 전극이 접촉되어 있다가 과전류의 발생시 접점이 분리되면서 전류를 차단하게 된다. 이때 접점이 분리되면서 전극의 특정한 한 점에 전류의 집중이 생겨 절연 파괴 되어, 아크플라즈마가 발생한다. 따라서 발생한 아크를 얼마나 빨리 소호 할 수 있는가 하는 것이 곧 차단기의 성능을 좌우한다. 차단기는 이러한 아크 발생의 억제 및 소호를 위한 매질에 따라 크게 구별되는데, SF₆와

같은 가스를 사용하는 가스차단기와 진공을 절연매질로 하는 진공차단기가 있다.

진공차단기는 밀폐된 진공용기 안에서 소호과정이 이루어져 주위환경을 오염시키지 않는 점과 차단 후의 금속증기의 발생으로 인해 진공챔버 내의 변화가 생겨 차단용량에 영향이 생긴다는 특징 등을 가지고 있다. 진공차단기의 기본구조는 그림 1에 나타내었다[2].

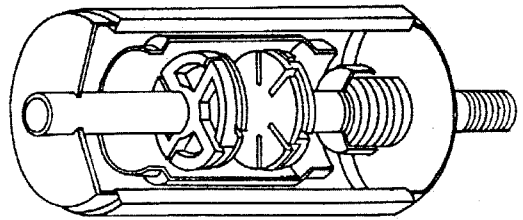


그림 1. 진공차단기의 기본구조

또한 축자계를 발생시키는 전극의 구조를 그림 2에 나타내었다. 이 전극은 접점, 주전극, 코일전극, 그리고 로드(Current carrying rod)로 구성되며, 그림에서 B는 자계, 그리고 I₀는 전류를 나타낸다.

로드를 통해 통해 전달된 전류는 4개의 부분으로 나누어져 그림의 화살표를 따라 이동하여 코일의 원주부분에 흐른 후 접점에 유입된다. 따라서 전극사이에는 단일방향의 축자계가 형성된다.

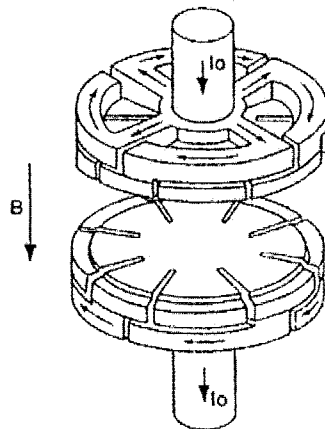


그림 2. 축자계형 전극

이러한 축자계는 접점의 차단능력을 대폭 향상시키는 역할을 하며, 이때 이 차단성능은 접점의 지름에 비례한다.

2.2.1 축자계에서 진공아크의 거동

고속의 디지털 비디오카메라와 이미지 처리 기술은 아

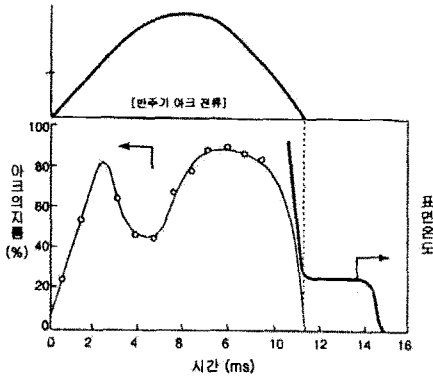


그림 3. 진공아크의 거동

크의 특성을 해석하는데 매우 효과적인 방법이다[1]. 전극의 지름은 45mm이고 외부자계는 0.1T에서 관찰된 아크를 해석하여 반주기 동안에 양극의 가까운 표면에서의 진공아크의 거동을 그림 3에 나타내었다.

그림에서 보면, 높은 전류가 주입되면 진공아크는 확산을 시작해서 어느 지점까지 빠르게 증가한다, 전류가 증가해도 아크가 수축이 되는 영역으로 들어가고 한동안 지속 되다가, 전류가 최고치에 이르면 이후 다시 아크의 확산모드가 회복된다. 전류가 차단된 후의 전극의 녹는 점에 가까운 높은 온도가 그림에 화살표로 표시되어 있다. 이 온도는 잠시 동안 유지가 된다.

2.2 다이나모 이론

다이나모 이론이란 지구자장의 생성과 역전의 메카니즘 그리고 태양 자계의 원천을 이해하는데 적용되는 이론이다[3][4].

다이나모 효과는 자계에서 전기적인 도체가 동요를 일으킴에 의해서 생기는 전류의 발생을 의미하는데, 이 움직이는 도체란, 대류 또는 도전되는, 유체 혹은 플라즈마를 의미한다.

핵융합 플라즈마에서 다이나모 효과는 주로 RFP (Reversed Field Pinch) 실험의 동작을 이해하는데 사용가능 하다[5]. 이 다이나모 효과라고 하는 것은 두 가지로 분류할 수 있는데, 첫째 자계 요소간의 강력한 연결과, 둘째 자체적으로 지속되는 축자계 B_z 의 역방향 자계를 생성하려는 플라즈마의 경향을 말한다.

표준 Mean Field Dynamo equation은 다음과 같이 표시된다[6]:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \nabla \times (\alpha \times \bar{B} + \alpha \bar{B} - \eta_r \nabla \times \bar{B}) \quad (1)$$

여기서 α 효과는 태양과 지구 핵의 자계의 발생에 대한 설명에 쓰여진다.

2.2.1 MEAN FIELD EQUATION을 통한 자계요소의 연결

원통형 구조의 자계를 고려하면, 자계는 Mean부분과 Fluctuation부분으로 분리시킬 수 있다[5]:

$$\begin{aligned} B &= \bar{B}(r, t) + \hat{B}(r, \theta, z, t), \\ \bar{B} &= (2\pi L)^{-1} \oint B d\theta dz \end{aligned} \quad (2)$$

$L=2\pi L$ 은 z 에서 주기이다. 실험적인 결과들과 일관되게 fluctuation부분은 작다고 가정한다.

이제 Mean field \bar{B} 에 대한 전개식이 유도되고, Mean 벡터자위 \bar{A} 를 표시할 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{B} &= \nabla \times \bar{A} \\ \frac{\partial}{\partial t} \bar{A} &= \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} \bar{B} + \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} \nabla r \times \bar{B} \end{aligned} \quad (3)$$

$r=a$ 에서 엄격한 경계를 가정하고 ($v_r=B_r=0$), 전류는 소멸된다고 가정한다. 벽에서 $A_z=0$ 인 표준을 선택하는 것이 편리하다. 페러데이 법칙은 $r < a$ 에 대해,

$$\frac{\partial}{\partial t} A = v \times B + \nabla U + E_z^0 \hat{z} - \eta J \quad (4)$$

이 되고, 여기서 U 는 정전포텐셜, η 는 고유저항, J 는 전류, 그리고 E^0 는 구동전계이다. $r=a$ 인 벽에서,

$$\frac{\partial}{\partial t} A = -E_\theta^0 \hat{\theta} \quad (5)$$

(4)의 \bar{B} 성분을 취하고 θ 와 z 에 대해서 평균하면,

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\psi} = \alpha + (E_z^0 \hat{z} - \eta J) \cdot \frac{\bar{B}}{B^2} \quad (6)$$

α 는 $\alpha = \hat{v} \times \bar{B} \cdot \bar{B} / B^2$ 으로 주어진다. α 에 대한 또 다른 표현은 v 를 제거한 (4)의 B 성분을 취함으로써 찾을 수 있다.

$$\alpha = (\bar{B} \cdot \nabla \bar{U} - \bar{B} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \bar{A}) (\bar{B}^2)^{-1} \quad (7)$$

$\bar{\psi}$ 의 변화는 작고, α 를 더함으로써, E 와 η 는 같은 차수이다. mean 자계는 $\bar{\psi}$ 의 전개에서 급격하게 평형이 되고, 그리고 근사적인 force-free 평형임이 틀림이 없다:

$$\bar{J} \times \bar{B} \cdot \nabla r = 0 \quad (8)$$

분명하게, \bar{B}_θ 와 \bar{B}_z 는 독립적이지 않고, 이는 다이나모 효과를 설명한다. 식 (6)과 (8)의 정상상태 해를 고려하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \alpha \bar{B}^2 + E_z^0 \bar{B}_z &= \eta \bar{J} \cdot \bar{B} \\ \bar{J}_z \bar{B}_\theta &= \bar{J}_\theta \bar{B}_z \end{aligned} \quad (9)$$

이로써 수식적으로 축자계와 주회자계 사이에 상관관계가 있음을 알 수 있다.

2.3 축자계(B_z)와 주회자계(B_θ)의 해석을 위한 모델

본 연구에서는 축자계와 주회자계의 관계를 고려하기 위하여 간단한 모델을 생각하기로 한다. 다른 파라미터에 대한 고려는 추후에 적용하기로 한다. 여기서는 그림 4처럼 일반적인 원통형으로 아크 플라즈마를 가정하고 해석한다.

즉 (r, θ, z) 좌표계로 표시되는 원통구조를 갖는 플라즈마 모델을 생각한다.

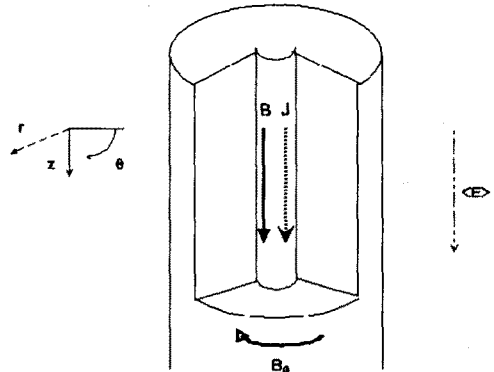


그림 4. 아크 플라즈마 모델

2.4 지배방정식과 모델의 해석

이 모델에서, 일정한 λ 에 대해 자계는 다음의 force-free 방정식을 만족해야만 한다.

$$\nabla \times B = \lambda B \quad (10)$$

이와 같이 일정한 λ 를 갖는 비강제 모델을 Bessel Function Model(BFM) 이라고 한다.

그림 4에 보인 원통 구조를 적용하여 식 (10)의 해를 구하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} B_z(r) &= B_{z0} J_0(\lambda r) \\ B_\theta(r) &= B_{z0} J_1(\lambda r) \end{aligned} \quad (11)$$

그러나 이 방법이 실험적인 값에 비해 오차가 크므로, λ 를 r 의 함수로 생각하여 $\nabla \times B = \lambda(r)B$ 의 해를 구하여 해석하는 방법으로, Modified Bessel Function Model(MBFM)을 사용한 해석도 수행한다. 180kA의 방전에서, 이 두 가지 모델에 대한 해석의 결과를 $F[F \equiv B_z(a, t)/\dot{B}_z(t)]$ 와 $\theta[\theta \equiv B_\theta(a, t)/\dot{B}_z(t)]$ 의 새로운 파라미터를 도입해서 그림5에 나타내었다. 위 파라미터에서, a 는 방전 챔버의 반경을 나타내고, $\dot{B}_z(t)$ 는 B_z 의 평균을 의미한다.

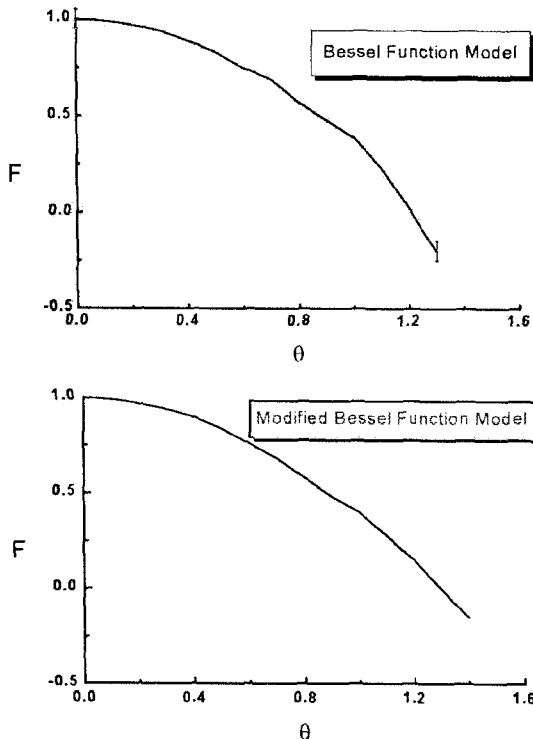


그림 5. BFM과 MBFM에 의한 F- θ 곡선

그림 5에서 보면, BFM과 MBFM에서 거의 같은 모양으로 진행한다. θ 가 1.1이 넘어가는 순간부터 약간의 차이를 보인다.

그리고 주어진 $\lambda(r)$ 에 대한 MBFM 자계를 그림 6에 나타내었다.

그림을 보면, $\lambda(r)$ 이 $\lambda = \lambda_0$ 로 일정한 플라즈마의 중앙 영역과 벽 근처에서 선형적으로 감소하는 영역으로 주어진 것을 볼 수 있다. $\lambda(r)$ 의 프로필을 위와 같이 준 것은 λ 가 일정한 영역이 Taylor의 가설과 일치되고, 벽 근처에서 λ 의 값이 작아지는 것이 플라즈마온도가 플라즈마의 경계 부분에서 낮아지는 것과 부합한다는

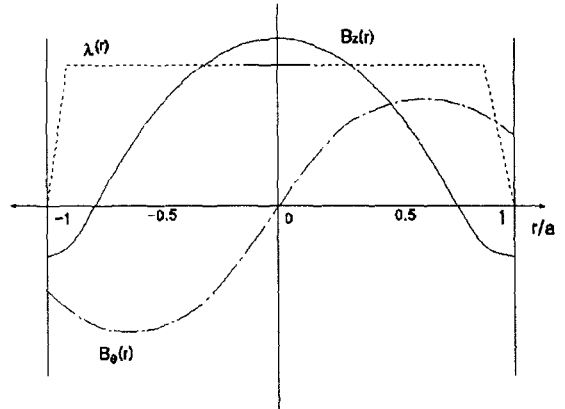


그림 6. MBFM 자계의 프로필

면에서 타당하게 주어졌다고 할 수 있다. 위 그림에서 r/a 가 0인 곳은 아크의 중심을 나타내고, 반면 1인 곳은 벽을 나타낸다.

3. 결 론

본 연구에서는 우선 실험을 통해 확인된 그림 3을 통해 축자계에서 수축과 확산을 하는 아크의 거동을 알아 보았다. 또한 다이노모 이론을 이용하여 원통형의 플라즈마 기동을 가정하고 이 기동에 축상으로 자계와 전류가 인가될 때 발생하는 주회자계를, 축자계와 함께 그림 6에 보였다. 이 그림을 통해 인가된 축자계에 따라 변동되는 주회자계의 특성을 알 수 있었다. 진공차단기의 설계에 있어 실질적인 도움이 되기 위해서, 보다 많은 지배방정식과 조건들에 대한 고찰이 필요할 것이다. 이에 대한 연구는 추후에 계속해서 수행할 것이다.

(참 고 문 헌)

- [1] Kenji Watanabe, Eiji Kaneko, and Satoru Yanabu, Fellow, IEEE, "Technological Progress of Axial Magnetic Field Vacuum Interrupters", IEEE Trans. on Plasma Science, vol.25 No.4, pp609-616, August 1997
- [2] S. Yanabu, E. Kaneko, H. Koike, T. Tsutsumi, T. Tamagawa, "The Application of Axial Magnetic Field Electrodes to Vacuum Circuit Breakers", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-102, No. 5, May 1983
- [3] Thomas Zeltwanger, "Solar Plasma", PHY598, Feb 1996
- [4] Amara Graps, "Solar Dynamo Position", SOI, January 1997
- [5] H. R. Strauss, "The dynamo effect in fusion plasma", Phys. Fluids 28(9), September 1985
- [6] A. Tworowski, "Mean field dynamos with algebraic and dynamic α -quenches", Studia geoph. et geod. 42 (1998)