実規模 ± 250 kV 直流 CV ケーブルの空間電荷挙動

正員 穂 積 直 裕 (電力中研)	正員 原 信 (日立電線)
正員 武 田 敏 尚 (電力中研)	正員 村 田 義 直 (日立電線)
正員 鈴 木 寛 (電力中研)	正員 渡 辺 和 夫 (フジクラ)
正員 藤 井 宏一郎 (電源開発)	正員 吉 田 学 (フジクラ)
正員 寺 島 一 希 (電源開発)	

Space Charge Behavior in Full Scale ± 250 kV DC XLPE Cables

Naohiro Hozumi, Member, Toshinao Takeda, Member, Hiroshi Suzuki, Member (Central Research Institute of Electric Power Industry), Koichiro Fujii, Member, Kazuki Terashima, Member (Electric Power Development Co.), Makoto Hara, Member, Yoshinao Murata, Member (Hitachi Cable Ltd.), Kazuo Watanabe, Member, Manabu Yoshida, Member (Fujikura Ltd.)

Space charge in full size ± 250 kV DC cables was measured using the pulse-electroacoustic method. Two types of newly developed DC XLPE cables with 20 mm thick insulation were subjected to the measurement under the DC voltage of 500 kV keeping the conductor temperature both at the room temperature and at 85°C. Both qualitative analysis on the space charge distribution and the quantitative analysis on the electric fields in the vicinity of semicon interfaces were done. It was shown that the field in the vicinity of the inner semicon tends to increase by 10~40% when the polarity of the applied voltage was switched, in the case when the conductor was kept at 85°C. However, the distortion of the electric field was significantly small compared to that expected with conventional XLPE cables. As the result, the subjected DC cables are considered to have stable DC characteristics from the viewpoint of space charge behavior.

キーワード：架橋ポリエチレンケーブル，空間電荷，直流送電，パルス静電応力法

1. ま え が き

架橋ポリエチレンケーブル (CV ケーブル) は給油設備を必要とせず布設，保守管理が容易であり，また防災上有利であることなどから，交流送電用としては OF ケーブルに代わって設備量が増大しつつある。一方，CV ケーブルが直流送電にも使用できると，海底ケーブルのような長距離，高落差線路への適用をはじめとしてそのメリットは大きいものと期待されている。しかし，従来の絶縁材料を使用した CV ケーブルでは直流電界下で絶縁体中に蓄積する空間電荷により局部電界が変歪を受け，ポリエチレン本来の優れた絶縁性能が発揮できないという問題があった。このため，架橋ポリエチレン中に充てん剤を混合することによって空間電荷の影響を抑制し，優れた直流特性をもつ ± 250 kV CV ケーブルが開発された^{(1)~(3)}。

充てん剤による空間電荷抑制効果は，直流破壊特性などの結果から間接的に推察することができる。また，材料の抵抗率の電界および温度依存性がわかれば，ある程度空間

電荷分布を推定することが可能であるが，実際には捕獲される電荷の影響など抵抗率の分布だけでは説明できない要因のため，複雑な分布形状となることが多い^{(4)~(6)}。このため，実際に電圧を印加した状態で空間電荷分布が測定できれば，ケーブルの絶縁評価のうえで重要な情報をもたらすものと考えられる。そこで著者らは，非破壊で空間電荷を測定できる方法として，開発されたパルス静電応力法^{(7)~(10)}を2種類の実規模直流 CV ケーブルに適用し，空間電荷挙動を評価した。本報告はその結果をとりまとめたものである。

2. 実験方法

〈2・1〉 試 料 試料は A, B 2 種類あり，いずれも直流ケーブルとして開発された絶縁材料を用いている。主な仕様を表 1 に示す。これらは海底ケーブル用であるため，金属遮へい層として鉛被が施されている。2 種類のケーブルは異なる種類の充てん剤を配合し，空間電荷の抑制を図っている。A 試料には導電性無機充てん剤⁽¹⁾⁽²⁾，

表 1 ± 250 kV 直流 CV ケーブルの仕様
Table 1. Specification of the ± 250 kV DC XLPE cables.

導体断面積(mm ²)	800
内部半導電層外径(mm)	40
絶縁厚(mm)	20
絶縁体外径(mm)	80
比誘電率	2.3
体積抵抗率(Ω cm)	A試料 3×10^{14}
(90℃ 40kV/mm)	B試料 1×10^{16}

図 1 パルス静電応力法による CV ケーブルの空間電荷測定

Fig.1. Space charge measurement in an XLPE cable using the pulse-electroacoustic method.

B 試料には有極性無機充てん剤⁽¹⁾⁽⁹⁾が配合されている。試料の詳細は文献を参照されたい。試料長は約 12 m である。

〈2・2〉 測定方法 空間電荷測定にはパルス静電応力法⁽⁷⁾⁽⁸⁾をケーブル試料用に改良した方法を用いた⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。図 1 に測定方法の概略図と測定状況の写真を示す。測定方法の基本原理解については文献を参照されたい。全長のうち試料の中央部分を被測定部とし、この部分の鉛被を約 300 mm にわたって除去し、空間電荷測定セルを取り付けた。2 分割された鉛被を接続し、空間電荷測定セルとの間に約 5 kV、幅 60 ns の方形波パルス印加した。測定セルの両側には被測定点付近の電位を均一にするためのガード電極を取り付け、測定セルと同電位になるように接続した。

測定は常温および導体通電により導体を加熱した状態で行った。測定時の温度および電圧印加条件を下に示す。印

加電圧は運転電圧の 2 倍にあたる 500 kV とした。電圧の極性は導体側の極性と一致するように定義した。

A 試料 常温 外気温 5℃

−500 kV 約 3 時間後 +500 kV 約 3 時間
高温 導体温度 85℃ 外気温 7℃

−500 kV 約 3 時間後 +500 kV 約 3 時間

B 試料 常温 外気温 10℃

−500 kV 約 3 時間後 +500 kV 約 3 時間
高温 導体温度 85℃ 外気温 5℃

+500 kV 約 3 時間後 −500 kV 約 3 時間

なお、B 試料、高温の測定時だけは実験手続き上の便宜のため電圧印加のシーケンスが他と異なっている。

両試料とも、高温測定時の外導表面温度は 30℃ であるが、測定点においては接触するアルミニウムブロックのため放熱が良くなり、約 10℃ 程度となっている。

〈2・3〉 空間電荷の校正方法 図 2 に空間電荷の校正方法の概念図を示す。パルス静電応力法による空間電荷測定では、試料にまず十分低い電圧を印加した状態で電極面上に現れる誘導電荷を基に信号の校正を行う。このときの印加直流電圧は、空間電荷を発生させないようにできるだけ低いことが望ましいが、本論文においては測定感度上の問題から 250 kV とした。もし平行平板電極系で試料中の圧力波の伝搬ひずみが無視できれば、センサに近い側の電極と遠い側の電極に現れる誘導電荷のピークは同一形状を示す。この場合はどちらの電極のピークを基に校正を行っても同じ校正値となり、試料中の任意の位置の空間電荷が(有限の分解能の範囲で)正しく校正されて評価できる。しかし、本試料のように絶縁厚が 20 mm と厚い場合には、内導側からくる圧力波は大きく減衰し、変歪しており、校正信号採取時の内導側ピークの高さは外導側の約 1/4 に低下し、半値幅は約 2 倍に広がっている。従って、外導側の誘導電荷を基にした校正値は外導近傍にのみ有効であり、内導側に近づくにつれて誤差を生じる。一方、直流 CV ケーブルにおいては、最大電界点となりやすい内外導界面付近の電界が最も重要な評価項目となる。そこで、全体の空間電荷分布を定性的にみる場合には外導側で校正した値を表示することとし、内外導付近の電界を定量的に評価する場合にはそれぞれの界面で校正した値を用いることにした。測定の位置分解能(界面電荷のピークの半値幅より算出)は外導側で約 0.3 mm、内導側で約 0.8 mm であった。

内外導付近における空間電荷の影響を評価するパラメータとして 2 種類の電界を用いた。第一は界面直上の電界である。図 2 に概念図で示したように界面近傍にはホモ電荷、ヘテロ電荷に加え、誘導による表面電荷が重畳されて現れる。界面直上のこれらのうち誘導電荷のみを積分すれば得られるが、それだけを分離することは難しいので、ここでは測定時および校正時に界面に現れるピークの高さの比から判定した。第二は界面近傍の最大電界である。この値は校正された電荷密度を位置に沿って積分することにより電

図 2 半導電層界面付近の電荷分布と電界分布の計算 (電界は導体から遮へい層に向かう方向を正とする)

Fig. 2. Calculation of the charge distribution and the field distribution in the vicinity of the semiconductor interfaces.

界の分布を計算し、その最大値を求めることにより得られる。積分は界面から 1 mm までの範囲で行った。従って以下界面付近の最大電界というときは、界面近傍 1 mm 以内の最大電界という意味である。また、測定の都合上位置座標は外導界面を基準にとってあるが、電界は慣例に従い導体の印加電圧の極性と同一になるように定義した。

なお、フーリエ変換を用いた伝搬ひずみの補正アルゴリズムが利用できれば、全体にわたって正しい空間電荷分布を表示することができるが⁽¹¹⁾、試料厚が厚いため特に内導側の信号強度が低下し、信号雑音比が増加する。補正を行うと内導側の雑音を極端に強調する結果となり、かえって空間電荷の定性的な分布の把握の妨げになると考えられたため、本論文では伝搬ひずみの補正は行わなかった。

3. 結果

〈3・1〉 常温における空間電荷挙動

(1) A 試料 A 試料の常温における空間電荷分布

図 3 常温における A 試料の空間電荷分布
Fig. 3. Space charge distribution in the sample A at the room temperature.

を図 3(a)～(f) に示す。0 mm の位置に外導界面、20 mm の位置に内導界面があるように座標を設定している。また、前述のように校正は外導界面を基準に行われているため、内導に向かうに従って誤差が発生している。(a)、(b) 図は負電圧印加直後および 3 時間後に電圧印加状態で測定したものである。いずれも外導界面近傍には 1～2 mm の狭い範囲に負の電荷、その更に内導側の広い範囲に正の電荷が見られる。内導界面には負の、外導界面には正の誘導電荷がそれぞれ現れている。詳細を見ると、3 時間の電圧印加前後で外導側の誘導電荷の大きさはわずかに低下し、内導側では若干大きくくなっている。内外導の誘導電荷の時間変化は内外導直上電界の変化をそのまま反映する重要な情報であるが、図 3 の例ではかなり詳細に見ないと違いを読み取ることができない。以下、図 4 から図 6 の結果についても同様である。内外導直上電界の定量的な解析は第 4 章で行うが、本章ではそれぞれの信号を詳細に検討した結果を述べることにする。

(c) 図は 3 時間の負電圧印加の後試料を短絡した直後のものである。外導近傍に正の電荷が残留しその誘導電荷が外導界面に見られる。内導近傍に正の電荷が残留し誘導電荷が内導界面にあるように見えるが、雑音のため明りょうではない。このように、電圧印加中には外導近傍にヘテロ

電荷があったにもかかわらず、電圧を除去するとホモ電荷が残留していることから、電圧印加中外導近傍には移動度が異なる正負の電荷が混在していたものと考えられる。また、電圧を除去すると空間電荷分布は数分程度で変化してしまうことがあるため、従来行われていたような電圧除去後の空間電荷分布から電圧印加中の空間電荷分布を推定する場合には注意が必要である。

(d), (e)図はその後極性を切り換えた直後および3時間後に電圧を印加した状態で測定したものである。いずれも外導近傍に正の電荷、その更に内導側に負の電荷が見られ、ゼロレベルを軸にほぼ(a), (b)図と対象な分布となっている。3時間の電圧印加前後で、外導側の誘導電荷は若干小さくなるが、内導側ではあまり変化がない。

なお、内導近傍17~18 mmの位置に小さな正のピークが見られるが、これは外導付近で発生した圧力波がアルミ緩衝材の凸部(アルミ緩衝材をシールドケースに取り付けるための部分)で反射したためであることがわかっており、真の空間電荷ではないものと思われる。これまでに行われた絶縁厚の薄いケーブルでは、測定される信号が大きくこのようなじょう乱はほとんど問題にならなかったが、厚肉絶縁体の測定では信号強度が小さくなるためこのよう

なわずかなじょう乱が雑音の要因となる。このような雑音が絶縁体中の空間電荷分布の正確な把握を困難にしているため、今後測定セルの改良が必要である。

(f)図はその後試料を短絡した直後のものであるが、残留する空間電荷はほとんど観測されない。

(2) B 試料 B 試料の常温における空間電荷分布を図4(a)~(f)に示す。各図の測定時点は図3と同様である。正および負電圧印加中の空間電荷分布は定性的にはA 試料とほぼ同様である。また、外導側の電荷の分布範囲が狭く、その内導側では分布範囲が広がっている点も類似している。正および負の3時間の電圧印加の前後で内導、外導界面の誘導電荷の大きさはあまり変化していない。負のおよび正の電圧印加後に試料を短絡した直後の分布(c), (f)図では、空間電荷、誘導電荷ともほとんど観測できない。

〈3・2〉 高温(導体温度 85°C)における空間電荷分布

(1) A 試料 A 試料の高温における空間電荷分布を図5(a)~(f)に示す。(a), (b)図は負電圧印加直後および3時間後に電圧印加状態で測定したものである。いずれも外導界面近傍に負の電荷、その内導側に正の電荷が見られる。内導付近には負の電荷が見られる。常温の場合

図4 常温におけるB 試料の空間電荷分布
Fig. 4. Space charge distribution in the sample B at the room temperature.

図5 高温(導体温度 85°C)におけるA 試料の空間電荷分布
Fig. 5. Space charge distribution in the sample A at high temperature.

と同様、外導付近の負の電荷の分布範囲は狭く、その内導側の正の電荷の分布範囲は広い。内導付近の負の電荷の分布範囲は外導付近の負の電荷に比べて広がっている。3時間の電圧印加前後で、外導側の誘導電荷の大きさは大きくなり、内導側ではわずかに小さくなっている。(c)図はこの状態で試料を短絡した直後のものである。外導近傍に負の電荷が残留しその誘導電荷が外導界面に見られる。内導近傍にも負の電荷が残留し誘導電荷が内導界面にある。

(d), (e)図はその後極性を切り換えた直後および3時間後に電圧を印加下状態で測定したものである。いずれも外導近傍に正の電荷、その更に内導側に負の電荷が見られる。内導付近には明りょうな電荷は見られず、(a), (b)図をゼロレベルを軸に反転させた形とは異なった分布となっている。3時間の電圧印加前後で、外導側の誘導電荷は大きくなり、内導側では小さくなる。(f)図はその後試料を短絡した直後のものであり、外導側に正の電荷が残留している。内外導界面には負の誘導電荷が見られる。内外導とも負の誘導電荷が現れることから、絶縁体内部は平均的には正に帯電していることを示唆される。(c)図および(f)図を見ると、絶縁体は内導側に印加されていた電圧と同じ極性に帯電している。この結果は、同一絶縁材料に対

してダストフィギュア法を適用して調べた結果⁽²⁾と概略一致している。

(2) B 試料 B 試料の高温における空間電荷分布を図6(a)~(f)に示す。各図の測定時点は図3、図4と同様である。(a), (b)図は正電圧印加直後および3時間後のものである。空間電荷の様子は、(a)図では明りょうではないが、(b)図では外導近傍の狭い範囲に正の電荷、その内導側の広い範囲に量的には小さいが負の電荷が分布している。内導付近は正に帯電しているように見られる。3時間の電圧印加前後で、外導側の誘導電荷は大きくなり、内導側でも若干大きくなっている。(c)図は短絡時のものであり、外導付近に正の電荷が残留している。内導付近の様子は雑音のため明りょうではないが、外導付近の正の電荷に続き、負・正の順で帯電しているようである。

(d), (e)図はその後極性を切り換えた直後および3時間後に電圧を印加した状態で測定したものである。(e)図では外導側の狭い範囲に負の電荷、その内導側に正の電荷が見られる。更にその内導側では空間電荷は小さなおねりを繰り返しているように見えるが、雑音のため詳細な分布は明らかではない。(d)図の外導側の誘導電荷は、(a)図のそれに比べて極端に小さく、極性切換え前の残留電荷の影響が残っていることを示唆している。3時間の電圧印加で外導側の誘導電荷は大きくなり、内導側は小さくなる。(f)図はその後試料を短絡した直後のものである。内外導界面に正の誘導電荷が見られ、全体として負に帯電していることを示している。

4. 考 察

内外導付近の空間電荷挙動の例を図7に示す。(a)図はA試料の導体を高温に保ち-500 kVの電圧を印加したときの外導付近の空間電荷分布を経時的に描いたものである。この図では外導側で校正した校正値を用いている。外導近傍に負の電荷が蓄積するため、外導界面の誘導電荷が大きくなる。(b)図は極性切換え後の内導付近の空間電荷分布を見たものである。この図では、内導側で校正した校正値を用いている。残留した負の空間電荷は、極性切換え時に内導側に現れる正の誘導電荷を助長させるため、極性切換え直後の内導界面の電荷は一時的に大きくなるが、その後次第に緩和される。このような電荷分布より、図2に示した方法で内外導近傍の最大電界および内外導直上の電界を計算することができる。以下、電界を計算した結果について考察する。

〈4・1〉 常温における電界の時間変化 図8(a)は、A試料の常温における内外導近傍の最大電界の経時変化である。電界の極性は内導側の印加電圧の極性と一致するように定義されている。空間電荷がない場合の電界は幾何形状から決定され、内導直上で約36 kV/mm、外導直上で約18 kV/mmである。内導では電圧印加中は空間電荷がない場合の電界に比べわずかに高い電界となる。これは内導側のわずかのヘテロ電荷によるものと考えられる。外

図6 高温(導体温度85°C)におけるB試料の空間電荷分布

Fig. 6. Space charge distribution in the sample B at high temperature.

(a) 外部半導電層界面近傍
(試料 A 高温 -500 kV 印加時)

(b) 内部半導電層界面近傍
(試料 A 高温 +500 kV 印加時)

図 7 半導電層界面付近の空間電荷の時間変化の例
Fig.7. Examples of change in time of the space charge distribution in the vicinity of the semicon interface.

導では負極性印加時には、空間電荷がない場合の電界に近い値となっている。正極性印加時にはそれより若干高い電界となる。これは、負電圧印加後に外導付近に残留する負の電荷の影響と考えられる。(b)図は B 試料の常温における内外導近傍の電界の経時変化である。内外導とも電界は空間電荷がない場合の値に近く、時間的にもほとんど変化していないことがわかる。

図 9(a)は A 試料の常温における内外導直上の電界を計算した結果である。例えば負電圧印加時において、(a)図の外導直上電界は図 8(a)の最大電界と異なり時間とともに低下している。これは電圧印加直後の早い時期に外導近傍に形成されたヘテロ電荷が、同じく外導近傍にその後ゆっくりと形成されるホモ電荷によって相殺されるためと考えられる。最大電界点はホモ電荷形成とともに外導から遠ざかるが、最大電界を求める際にはホモ電荷も含めて積分した値をとるため、図 8(a)の外導近傍最大電界は時間的にほとんど変化しない。残留したホモ電荷の影響で、極性切換え直後の外導直上電界はいったん上昇するが、次第に緩和される。〈3・1〉節(1)項の A 試料の空間電荷挙動に

図 8 半導電層界面付近の最大電界の時間変化(常温)

Fig. 8. Change in time of the maximum field in the vicinity of semicon interfaces at the room temperature.

おいて、移動度が異なる正負の電荷が混在することを示したが、外導近傍の電界の時間変化もこれを裏づける結果となっている。

内導側では最大電界と内導直上電界の推移はよく一致し、測定時間中最大電界点は内導直上にとどまっていたことを示唆している。図 9(b)においては内導、外導側とも最大電界と直上電界の推移が一致し、ホモ電荷形成がほとんどなかったことを示唆している。

ケーブルの直流電界下の性能を評価する場合には、最大電界の値が重要となる。特にヘテロ電荷で電界が強調される場合には直流破壊値の低下をもたらす可能性がある。しかしながら、両試料とも常温においては内外導近傍の最大電界は空間電荷なしのときの値よりわずかに高い程度であり、直流性能上問題にならないと考えられる。一方、逆極性インパルスが印加されたときの性能を評価する場合には界面直上の電界が重要である。特にホモ電荷によって界面直上電界が緩和されているときに逆極性インパルスが印加されると、ホモ電荷が逆に電界を強調することになる。図 9に見られる界面電界の低下はごくわずかであり、逆極性インパルス印加時の電界強調が小さいことを示唆している。これらより、常温では両試料とも電界の変歪およびその時間変化はごくわずかであり、安定した直流特性を示しているものと考えられる。

図 9 半導電層界面直上の電界の時間変化 (常温)

Fig. 9. Change in time of the field on semicon interfaces at the room temperature.

図 10 半導電層界面付近の最大電界の時間変化 (高温)

Fig. 10. Change in time of the maximum field in the vicinity of the semicon interfaces at high temperature.

4・2 高温における電界の時間変化

図 10(a)に高温における A 試料の内外導近傍の電界の経時変化を示す。内導では負極性印加中は空間電荷がない場合の電界に近い値で安定している。正極性印加直後は負極性印加後に残留する負の空間電荷の影響で電界が 40 kV/mm 程度まで増大するが、その後時間とともに緩和される傾向を示す。外導では正負極性とも、時間とともに外導近傍にわずかにヘテロ電荷が蓄積し、外導付近の電界が増大する。電界の増大は両極性とも 25 kV/mm 程度で飽和する傾向を示す。

図 10(b)は高温における B 試料の内外導近傍の最大電界の経時変化を示す。内導では正極性印加中は空間電荷がない場合の電界よりわずかに高い値となっている。極性を切り換えると内導付近の電界はいったん 50 kV/mm 程度まで上昇する。これは、残留していた正負の電荷の移動速度の違いにより負極性印加直後に正の空間電荷が内導電界の上昇をもたらすためと考えられる。しかし、その後時間とともに内導の電界は緩和される傾向を示す。この状態で試料を短絡すると、全体として負に帯電しているため、内導界面近傍に 20 kV/mm 程度の正の電界が発生する。外導では正負極性とも、時間とともに外導近傍にヘテロ電荷が蓄積し、外導付近の電界が増大する。電界の増大は飽和する傾向を示す。正負極性とも試料短絡時には残留するヘテロ電荷の影響で 5~10 kV/mm 程度の電界 (印加電圧と同極性) が発生する。

図 11 に示す内外導直上電界を見ると、全体的には図 10 の最大電界とほぼ同様の値を示しているが、時間とともに内導直上電界がやや大きく低下する点が異なっている。これは内導近傍のホモ電荷の影響である。内導直上電界は A, B 試料とも、3 時間経過後には負極性印加時で 28 kV/mm 程度、正極性印加時には 35 kV/mm 程度まで低下している。このことは、正負のホモ空間電荷の形成に極性差があり、正よりも負のホモ電荷の方が形成されやすいことを示している。

以上のように、高温においては両試料とも外導の電界が上昇し飽和する傾向を示す。しかしながら測定時間の範囲内では、その電界は空間電荷がない場合の内導電界より高くない。内導の電界は、極性を切り換えたときに前課電の影響などにより空間電荷がない場合の 10~40% 程度まで上昇することがあるが、その後緩和され安定化する傾向を示す。通常の架橋ポリエチレンケーブルに同程度の平均電界を印加したとき観測された電界強調が空間電荷なしの場合の 2~3 倍程度であったことに比較すると⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾、今回測定した試料の空間電荷による電界変歪は非常に小さいといえる。この程度の電界変歪がケーブルの直流特性を悪化させることは考えにくく、今回の結果から見る限り高温においても両試料とも安定した直流特性を示しているものと判断される。

図 11 半導電層界面直上の電界の時間変化 (高温)

Fig. 11. Change in time of the field on semiconductor interfaces at high temperature.

本論文で供試した直流用ケーブルでは、導電性あるいは極性をもつ充てん剤にキャリア (架橋分解残渣など) を吸着させることにより直流特性の改善を図っている。直流特性改善の要因として、キャリアのほとんどが充てん剤に吸着されるため、ミクロ的に見たポリエチレン部分のキャリア濃度が低下し、結果として全体の抵抗率は一定の値にまで向上すると説明されている⁽³⁾。このことは、絶縁抵抗が通常の架橋ポリエチレンの値 (表 1 と同条件で $1 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ 程度) に比較して数桁高くなっていることから推定できる。架橋ポリエチレン中のキャリアの発生要因は完全には解明されていないが、充てん剤に捕獲されたキャリアは離脱にエネルギーを要するため絶縁体内の移動が困難となり、全体の抵抗率が向上すると考えられる。供試したケーブルでは絶縁体中を移動できるキャリアが減少し、かつキャリア密度も均一化されているものと考えられ、このことが空間電荷の形成を抑制しているものと考えられる。

〈4・3〉 逆極性インパルス電圧印加時の絶縁性能

〈4・1〉節で述べたように、直流課電により半導電層界面付近にホモ電荷が形成されているときに逆極性インパルスが印加されると、空間電荷による電界強調が起こって界面直上に最大電界点が生じ、一般にはインパルスのみを印加した場合より破壊値が低下する。高温、負極性印加時には A, B 試料とも内導直上電界が空間電荷なしのときに比べ

て約 8 kV/mm 低下している。インパルス電圧印加中の空間電荷の変化は直流電圧で形成された電荷分布に比べて小さいと考えられるため、逆極性インパルス印加時の内導直上における電界強調は 8 kV/mm 程度と見積もることができる。ケーブル設計に用いられるバード係数は、空間電荷がインパルス破壊値に及ぼす影響をマクロに表す指標であり、インパルス単独の破壊値と直流重畳逆極性インパルス破壊値の差を印加直流電圧で除して求められる。実際の高温破壊試験の結果からは 0.5 程度が得られている^{(1)~(3)}。バード係数は破壊値を基に計算されるが、空間電荷測定の結果からバード係数を仮に試算すると、電界強調分 8 kV/mm を空間電荷なしの場合の内導直上電界 36 kV/mm で除した 0.22 程度となり、破壊値から求めた値より小さい。これは今回の測定の位置分解能が内導側で約 0.8 mm と悪く、界面のごく近傍のホモ電荷と界面電荷を分離できなかったことなどに起因すると考えられる。厚肉ケーブルの空間電荷と破壊現象を結びつけるためには測定の位置分解能の向上が必要である。

5. あとがき

絶縁厚 20 mm を有する ± 250 kV 直流 CV ケーブルに正負 500 kV の直流電圧を印加し、パルス静電応力法を用いて空間電荷測定を行った。

(1) 得られた信号を基に内部の空間電荷分布を定性的に把握するとともに、内外導付近の電界を計算した。内外導付近の電界計算では、信号波形の変歪補正を行っていないが、校正時に内外導各々の界面に現れる誘導電荷を基準としており、内外導付近の狭い範囲の計算方法としては有効である。

(2) 2 種類の供試試料とも、外導側の狭い範囲に外導と逆の極性の電荷がわずかに蓄積し、その内側の比較的広い範囲に外導と同極性の電荷が蓄積する。

(3) 蓄積した電荷は電圧を除去すると数分のオーダーで減衰するが、一部は残留し、その後の内部電界の分布に影響する。

(4) 両試料とも、常温では内外導界面近傍の電界は空間電荷なしの場合と大差なく、時間的にも安定している。

(5) 両試料とも導体を高温に保った場合は外導界面近傍の電界が上昇する傾向がある。内導界面近傍では極性切換えに伴い、一時的に電界が空間電荷なしの場合の 10~40% 程度上昇するが、その後緩和される。

(6) 本論文の測定時間内で観測された空間電荷による電界変歪は、従来の CV ケーブルで予想される値に比べ極めて小さく、今回の結果から見る限り両試料とも安定した直流特性を示しているものと判断される。

(7) 空間電荷測定結果を基にバード係数の推定を試みた。その結果、実際のインパルスの破壊実験から得られたものより小さい値が得られた。この一因として空間電荷の測定分解能が十分でなかったことが考えられる。

(平成 8 年 5 月 1 日受付, 同 8 年 8 月 6 日再受付)

文 献

- (1) 寺島・鈴木・原・渡辺:「 ± 250 kV 直流 CV ケーブルの開発研究」, 平 8 電気学会電力エネルギー部門大会(発表予定)
- (2) Y. Maekawa, A. Yamaguchi, S. Yoshida, K. Watanabe, H. Yamanokuchi & S. Yokoyama: "Development of CD ± 250 kV XLPE Cables and Factory Joints", Proc. 3rd Int'l Conf. on Insulated Power Cables (Jun. 24-28, 1991, Paris), B. 9. 2, pp. 554~561 (1991)
- (3) 前川・山口・原・関井:「直流 CV ケーブルの開発に関する研究」, 電学論 B, 112, 905~913 (平 4-10)
- (4) 穂積・鈴木・岡本・渡辺・渡辺:「直流課電下における CV ケーブル絶縁体中の空間電荷挙動」, 電中研報告, W93017 (平 6)
- (5) 穂積・武田・鈴木・岡本・渡辺・渡辺・宮田:「直流高電界下における CV ケーブルの空間電荷測定」, 第 26 回電気絶縁材料シンポジウム資料, pp. 435~438 (平 6)
- (6) 穂積・鈴木・岡本・渡辺・渡辺:「高電界下における XLPE ケーブルの空間電荷挙動への温度の影響」, 電学会誘電絶縁材料研資 DEI-94-84 (平 6)
- (7) R. Liu, T. Takada & N. Takasu: "Pulsed Electro-acoustic Method for Measurement of Space Charge Distribution in Power Cables under both DC and AC Electric Field", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 26, 986~993 (1993)
- (8) 福永:「CV ケーブル絶縁体中の空間電荷分布の測定」, 電学論 A, 111, 988~992 (平 3)
- (9) 穂積・岡本:「長尺 CV ケーブルの空間電荷測定法の開発」, 電中研報告, W91040 (平 4)
- (10) 穂積・岡本:「長尺 CV ケーブルの空間電荷測定法」, 電学会絶縁材料研資, DEI-92-59 (平 4)
- (11) N. Hozumi, T. Takeda, H. Suzuki, T. Okamoto, K. Watanabe & A. Watanabe: "Space Charge Measurement in XLPE Cable with 9 mm thick insulation", Proc. 4th Int'l Conf. on Insulated Power Cables (Jun. 25-29, 1995, Paris), A. 7. 4, pp. 183~188 (1995)

藤 井 宏 一 郎

(正員) 1952 年 4 月 1 日生。1976 年 3 月東京工業大学工学部電気工学科卒業。同年 4 月電源開発(株)入社。現在, 工務部送電室課長。主として, 送電設備の開発, 設計に従事。1989~94 年 CIGRE JWG 33/21/14-16 委員。

寺 島 一 希

(正員) 1958 年 4 月 13 日生。1982 年 3 月横浜国立大学工学部情報工学科卒業。同年 4 月電源開発(株)入社。現在, 工務部送電室課長代理。主として, 送電設備の開発, 設計業務に従事。

原 信

(正員) 1950 年 1 月 23 日生。1968 年 3 月福島県立喜多方工業電気科卒業。同年 3 月日立電線(株)入社。1970 年日立製作所日立茨城工業専門学院電気工学科卒業。現在, パワーシステム研究所に所属し, 架橋ポリエチレンケーブルの接続部および直流ケーブルの開発研究に従事。

穂 積 直 裕

(正員) 1957 年 4 月 2 日生。1983 年 3 月早稲田大学大学院電気工学専攻博士前期課程修了。同年 4 月(財)電力中央研究所入所。現在, 電力部絶縁材料グループ勤務。主として, 絶縁材料に関する研究に従事。工学博士。IEEE 会員。

村 田 義 直

(正員) 1968 年 4 月 26 日生。1992 年 3 月東京理科大学理工学部物理学科卒業。同年 4 月日立電線(株)入社。現在, パワーシステム研究所第 1 部勤務。主として, 電力ケーブル絶縁材料に関する研究開発に従事。

武 田 敏 尚

(正員) 1969 年 10 月 29 日生。1994 年 3 月早稲田大学大学院電気工学専攻修士課程修了。同年 4 月(財)電力中央研究所入所。現在, 電力部絶縁材料グループ勤務。主として, 絶縁材料に関する研究に従事。

渡 辺 和 夫

(正員) 1950 年 8 月 4 日生。1976 年 3 月千葉大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年 4 月(株)フジクラ入社。現在, エネルギーシステム研究所に所属。主として, 電力ケーブルの設計および研究開発に従事。IEEE 会員。

鈴 木 寛

(正員) 1947 年 3 月 20 日生。1965 年県立神奈川工業高等学校卒業。同年(財)超高压電力研究所入所。1977 年(財)電力中央研究所入所。現在, 電力部絶縁材料グループ勤務。極低温・超伝導ケーブル, EHV ケーブルの電気絶縁・熱機械性能に関する研究に従事。1988 年進歩賞, 1993 年渋沢賞受賞。

吉 田 学

(正員) 1962 年 5 月 24 日生。1987 年 3 月武蔵工業大学大学院電気工学専攻修士課程修了。1989 年(株)フジクラ入社。現在, エネルギーシステム研究所に所属。主として, 高電圧ケーブルおよび接続部の開発に従事。