YBCO超電導薄膜スイッチによる 24 GHz 空洞からのパルス抽出

正員 加藤 景三 (新潟大)

正員 富田 卓哉 (新潟大)

非会員 橋本 昌一 (新潟大)

正員 南 一男 (新潟大)

非会員 葭田 典之 (住友電工)

Extraction of Pulses from a 24 GHz Cavity by a Y-Ba-Cu-O Superconducting Thin Film Switch

Keizo Kato, Member, Takuya Tomita, Member, Masaichi Hashimoto, Non-member, Kazuo Minami, Member (Niigata University), Noriyuki Yoshida, Non-member (Sumitomo Electric Ind., Ltd.)

A microwave pulse source using a Y-Ba-Cu-O (YBCO) superconducting thin film switch was studied. The YBCO thin film with a thickness of $0.2\ \mu\text{m}$ and a critical temperature of about 90 K was fabricated by a laser ablation technique. It was installed in a cylindrical TE_{011} mode cavity made of copper with a resonant frequency of 24.0 GHz. The cavity was set inside a cryostat and cooled to 20 K. The unloaded Q values of the cavity and the CW microwave power transmitted through the film were measured. Microwave pulses were extracted from the cavity by the switching from superconducting to normal states in the film, using a $1.06\ \mu\text{m}$ pulsed Q -switched Nd:YAG laser with a duration of 10 ns. The peak power of the output pulses obtained below 40 K at the incident laser energy density of $76.0\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ was larger than the CW input power of 7.0 mW.

キーワード：超電導薄膜，Y-Ba-Cu-O(YBCO)，マイクロ波空洞，パルス，スイッチング

1. ま え が き

マイクロ波空洞共振器内には，小さな入力で Q 値に比例した十分大きな電磁エネルギーを蓄積することができる。このエネルギーを Q スwitchングにより短時間に放出させれば，他の方法では得にくい大出力マイクロ波パルスを発生できる可能性がある⁽¹⁾。このような大出力マイクロ波パルスは，各種科学実験，マイクロ波レーダなどに独特の応用が期待される。通常，クライストロンやジャイロトロンなどが出力数 kW 以上の大電力マイクロ波パルスの発生のために用いられているが，高電圧電源や強磁界コイルを必要とするため装置が大規模となる。従って，著者らは固体発振器と空洞共振器を組み合わせた簡易なパルス源の開発のために種々研究を行ってきた⁽²⁾。

空洞から取り出し得るパルス電力利得は， Q 値で決まるエネルギー蓄積時間とスイッチングにかかる時間の比で与えられる。すなわち，本研究の装置は，できるだけ Q 値の高い空洞と，これから短時間にエネルギーを取り出す

スイッチの2点からなっている。高 Q 空洞共振器としては超電導空洞があるが，従来の液体ヘリウムを用いた超電導空洞は経済的に高価であって，これを利用した方式は科学的興味の段階に止まっていた。しかし，1986年に酸化物高温超電導体が発見されて以来，その応用研究が盛んに行われており，液体窒素温度(77 K)での超電導の利用の可能性が生まれている。またスイッチについては，機械的スイッチおよび放電スイッチが使用され検討されてきた⁽²⁾。現在，かなり高品質の高温超電導薄膜が得られているので⁽³⁾，著者らはこれをスイッチとして用いることを試みている。

著者らは既に，Y-Ba-Cu-O(YBCO)高温超電導薄膜スイッチを用いて共振周波数 2.84 GHz の常電導銅製空洞からのパルス抽出を行い，実験的にパルス抽出が可能なことを示した⁽⁴⁾。しかし，得られたパルス出力は入力に比べて非常に小さかった。またこの実験では，周波数が 2.84 GHz の S バンドマイクロ波を使用した，この周波数帯では大電力マイクロ波源としてマグネトロンをはじめ安価

な方法がある。そこで本論文では、周波数を実用化する意義が高いと思われるミリ波帯に近づけた 24 GHz とし、YBCO 高温超電導薄膜スイッチを用いたパルス源に関する基礎的実験を行ったので報告する。

2. パルス抽出の原理

酸化物高温超電導薄膜スイッチを用いたマイクロ波パルス源の原理については既に詳しく報告しているので⁽⁵⁾、ここでは簡単に述べる。

超電導薄膜の電磁波の浸透する深さは、超電導状態ではロンドンの侵入長 λ_L で決まり、常電導状態では古典的表皮厚さ δ で決まる。マイクロ波については $\lambda_L \ll \delta$ であるので、薄膜に電磁波が浸透する深さは、超電導状態に比べて常電導状態では増大する。従って、空洞共振器の一部を超電導薄膜で構成すると、超電導状態ではマイクロ波は反射し、空洞内部に Q 値に比例した大きな電磁エネルギーを蓄積することができる。この状態で、薄膜を高速に常電導化することにより、共振器内に閉じ込められたエネルギーをパルスの取り出すことが可能となる。

いま、図 1 のような出力側の壁が超電導薄膜で構成されている簡略化した一次元の空洞共振器のモデルを考える。なお、空洞長はマイクロ波の自由空間波長 λ_0 の 1/2 とする。そして入力および出力側の電界透過係数をそれぞれ k , h で示す。また、薄膜が超電導、常電導状態のときの h をそれぞれ h_s , h_n とする。ここで、 h_s は λ_L , h_n は δ の関数である。共振器内部における一往復の損失を $\exp(-\alpha)$ で表すと、共振器の無負荷 Q 値 Q_U は、 $Q_U = \pi/\alpha$ と表される。薄膜が超電導状態のとき、入力の電界が a_1 とすると、共振器内部の電界振幅 a_2 は次式で与えられる。

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{jk}{\alpha + (k^2 + h_s^2)/2} \quad (1)$$

臨界結合条件は、 $d|a_2/a_1|/dk = 0$ より、

$$k^2/2 = \alpha + h_s^2/2 \quad (2)$$

で与えられる。このとき空洞共振器には最大エネルギー密度 $|a_2/a_1| = 1/k$ が貯蔵される。この臨界結合状態において、超電導状態から常電導状態へのスイッチングを行った場合の共振器内のエネルギー変化を考えると、

図 1 空洞共振器のモデル
Fig. 1. A model of a resonant cavity.

$$\frac{da_2}{dt} + \frac{a_2}{2\tau} = 0, \quad \tau = \frac{t_0}{2\alpha + k^2 + h^2} \quad (3)$$

が成立する。ここで、 $t_0 (= 2\pi/\omega)$ は電磁エネルギーの共振器内での一往復の時間である。なお(3)式では、スイッチング時間中に入力側から流入するエネルギーは少ないとして無視している。(3)式中の電界透過係数 h は時間の関数であり、 h_s から h_n に変化する。外部への出力電界 a_3 は、 $a_3 = jha_2$ で与えられるので、(3)式より次式が得られる。

$$\left| \frac{a_3}{a_1} \right|^2 = \frac{h^2(t)}{k^2} \exp \left[-\frac{1}{t_0} \int_0^{t_s} \{2\alpha + k^2 + h^2(t)\} dt \right] \quad (4)$$

ただし、 t_s は h_s から h_n に変化するまでのスイッチング時間である。上式が、空洞への入力電力に対する出力電力を表す式である。出力側の電界透過係数の時間変化 $h(t)$ 、すなわち超電導薄膜のスイッチングに伴う超電導状態と常電導状態の電磁波の透過率の変化(h_s から h_n への変化)によりパルス出力が得られることがわかる。

3. 実験装置および方法

〈3・1〉 YBCO 超電導薄膜 本実験に使用した YBCO 超電導薄膜は、レーザアブレーション法⁽³⁾により作製した厚さ 0.2 μm の as-grown 膜である。その作製条件は前報⁽⁴⁾と同様である。波長 248 nm の KrF エキシマレーザを化学量論組成の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 焼結体のターゲットに照射し、サイズ 0.5 mm $\times$ 15 mm $\times$ 15 mm の MgO(1 0 0)単結晶基板上に成膜した。成膜速度は約 50 nm/min である。

図 2 は、本実験に使用した YBCO 超電導薄膜と同一条件で作製した as-grown 膜の X 線回折測定の結果である。YBCO 超電導体の (0 0 l) ピークのみが現われており、他の回折ピークは見られない。このことから、膜は基板面に垂直に強い c 軸配向しているといえる。また、(0 0 l) ピークの 2θ の値から求めた c 軸の格子定数は 11.68 Å となる。

図 2 YBCO 薄膜の X 線回折パターン
Fig. 2. X-ray diffraction pattern of a YBCO film on MgO(1 0 0) substrate.

図3 空洞の断面図
Fig. 3. Cross-sectional views of the cavity.

った。これは、高品質 YBCO 超電導体の酸素欠損のほとんどない結晶構造に対応したものである。なお、実験に使用した厚さ $0.2\ \mu\text{m}$ の as-grown 膜の臨界温度 T_c は約 90 K であった。

〈3・2〉 空洞共振器 本実験に使用したマイクロ波空洞は、内径 15.8 mm、長さ 23.8 mm の TE_{011} モード銅製円筒空洞である。その断面図を図 3 に示す。この空洞の室温での共振周波数は 24.0 GHz である。YBCO 超電導薄膜は、空洞の右側の銅製の短絡板の中央に直径 8 mm の出力窓を設け、その部分に空洞内部が YBCO 膜面となるようにして装着した。その際、YBCO 薄膜と銅板との接触をなるべく良くするために銀ペーストを用いて接着した。同図の ANTENNA 1 は、空洞内へのマイクロ波入力用のアンテナで、空洞との磁界結合を強くするために設けられた。入力用のコネクタを装着した空洞長の 1/2 の位置に直径 3 mm の結合窓があけてあり、このアンテナは銅線でループが作製され設けられた。なお、室温において空洞との結合係数が 1 (臨界結合) になるようにループの大きさなどを調整して装着した。このとき、空洞内には最大のマイクロ波エネルギーが蓄積されることになる。ANTENNA 2 は、YBCO 薄膜を透過したマイクロ波を検出するための出力用アンテナで、MgO 基板に接近させ装着した。なお、このアンテナは、透過マイクロ波を磁界結合によりできるだけ多く検出するために、銅線で直径約 5 mm の大きさの 4 重ループが作製され設けられた。

〈3・3〉 測定方法 図 3 の空洞をクライオスタット内に装着し、真空中で 20~300 K の温度範囲で実験した。測定は、空洞の無負荷 Q 値 Q_0 および YBCO 薄膜のマイクロ波透過電力、空洞からのパルス抽出について行った。

図 4 にマイクロ波測定回路を示す。空洞へのマイクロ波の供給は、ガン発振器を使用した。これにファンクションジェネレータを接続して、のこぎり波により発振周波数を掃引することが可能となっている。ガン発振器からの CW マイクロ波は、アイソレータ、空洞周波数計を経た後、同軸導波管変換器を通じ、セミリジッドケーブルにより空洞の入力用コネクタ (ANTENNA 1) に接続され、空洞内に入力された。空洞への入力電力は 7.0 mW である。空洞からの反射波は、方向性結合器により取り出され、クリス

図4 マイクロ波測定回路
Fig. 4. Block diagram of microwave circuit.

タル検波器で検出され、ディジタイジングオシロスコープ (HP-54111 D) で観測された。そして、反射波の特性から共振周波数と負荷 Q 値および結合係数を求めた。また、この負荷 Q 値と結合係数から無負荷 Q 値 Q_0 を計算した。YBCO 薄膜を透過したマイクロ波は、ANTENNA 2 により検出され、反射波の測定と同様にクリスタル検波器により検出され、オシロスコープにより観測された。なお、観測に用いたクリスタル検波器について、入力電力と検波出力電圧をマイクロ波電力計を使って校正し、検波電圧はすべて校正曲線から電力に換算した。

空洞からのパルス抽出のための YBCO 超電導薄膜のスイッチングには、波長 $1.06\ \mu\text{m}$ 、パルス幅 10 ns の Q スイッチ Nd:YAG レーザを使用した。YAG レーザ光を照射することで YBCO 薄膜に温度上昇が生じ、熱的に超電導状態から常電導状態へのスイッチングが可能である⁷⁾。このレーザ光をクライオスタットの石英窓を通して、MgO 基板側から YBCO 超電導薄膜に照射した。なお、レンズを用いてレーザ光ビーム径の大きさを YBCO 薄膜全体に均一に照射されるように調整し、アッテネータを用いてレーザ光エネルギーを変えて実験を行った。

4. 実験結果および検討

〈4・1〉 空洞の Q 値の特性 図 5 に、出力窓に YBCO 超電導薄膜を装着した空洞の無負荷 Q 値 Q_0 の温度依存性を示す。温度の低下とともに Q 値が上昇していることがわかる。これは、主として空洞材料の銅の抵抗が減少す

図5 空洞の無負荷 Q 値 Q_u の温度依存性
Fig. 5. Temperature dependence of the unloaded quality factor Q_u of the cavity.

ることによる。また測定にばらつきがあり、同図ではあまり明確ではないが、90 K 以下の領域では YBCO 超電導薄膜の超電導転移に伴う表面抵抗の減少の効果が含まれといえると考えられる。同図より、室温では $Q_u = 1.3 \times 10^3$ 、20 K では $Q_u = 2.6 \times 10^3$ となっている。なお、銅の常温 (20°C) での抵抗率を $1.72 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ とし、銅製の完全円筒空洞のときの理論値を計算すると $Q_u = 1.9 \times 10^4$ となり、実験値は理論値よりも 1 桁低い値である。これは、常電導状態における YBCO 薄膜からのマイクロ波の透過も一因であるが、空洞の入力用の結合窓やループアンテナおよび出力側の YBCO 薄膜と銅板との接触状態などが主な原因と考えられる。

〈4・2〉 マイクロ波透過特性 図6にマイクロ波透過電力の温度依存性を示す。同図の△印は、空洞共振器の出力側に YBCO 薄膜を装着していないときの結果で、短絡板にあけた直径 8 mm の出力窓からの透過電力である。○印は、この出力窓に YBCO 薄膜の作製に用いた同様の厚さ 0.5 mm の MgO (100) 単結晶基板を装着したときの結果である。また●印は、この MgO 基板上に膜厚 0.2 μm の YBCO 薄膜が成膜されているときの結果である。同図より、直径 8 mm の出力窓のみの場合は温度の低下につれて透過電力が増加していることがわかる。これは、温度低下とともに空洞の無負荷 Q 値が増加することによると考えられる。MgO 基板だけのときは、透過電力は温度の低下とともにほぼ直線的に減少している。これに対し、MgO 基板上に YBCO 薄膜が成膜されているときは、超電導転移温度の 90 K 程度までは MgO 基板だけのときと同様に温度の低下とともに除々に低下しているが、その後急激に減少し、50 K 以下となると透過電力がほとんど観測されなくなるのがわかる。従って、50 K 以下でパルス抽出の実験を行わないとスイッチングに伴う薄膜の透過率の変化が小さいので、得られる出力が小さいことが予想される。なお図6の結果は、前報の 86 K 以下でほとんど透

図6 マイクロ波透過電力の温度依存性
Fig. 6. Temperature dependence of CW microwave transmitted power.

図7 パルス出力波形の例
Fig. 7. Examples of output pulses.

過電力が観測されなくなる共振周波数 2.84 GHz の空洞を用いた実験の結果⁽⁴⁾とは異なり、特性が悪くなっている。これは、空洞の短絡板と超電導薄膜との接触の問題もあるが、24.0 GHz では薄膜の表面抵抗が 2.84 GHz のときに比べてかなり大きくなるのが主な原因と考えられる。

〈4・3〉 パルス出力特性 測定温度 24.3, 40, 100, 300 K において得られたパルス出力波形を図7に示す。なお、このとき YBCO 薄膜に照射したレーザ光エネルギー密度は 76.0 mJ/cm^2 である。測定温度により、パルスの立上り時間やピーク値が変化していることがわかる。

図8に出力パルスのピーク電力の温度依存性を示す。図の○印と●印は、照射したレーザ光エネルギー密度がそれぞれ 36.4 mJ/cm^2 と 76.0 mJ/cm^2 のときの結果である。また×印は、レーザ光照射前の初期のマイクロ波透過電力特性を示しており、図6の●印と同じデータである。図8より、データにはばらつきがあるものの、低温側でピーク出力電力が最大となっており、温度の上昇とともに減少しているのがわかる。また、90 K 以下で急激にピーク出力

図8 ピーク出力電力の温度依存性

Fig. 8. Temperature dependence of the peak power of output pulses.

図9 出力パルスの立上り時間の温度依存性

Fig. 9. Temperature dependence of the rise time of output pulses.

電力が大きくなっている。これは、90 K 以下では YBCO 薄膜の CW マイクロ波透過電力が急激に減少していることによる。つまり、レーザ光照射によるスイッチング、すなわち膜の温度上昇に伴い、膜の透過率が大きく変化しているためである。そして、低温ほど透過率が小さいため、スイッチング前後での透過率の変化が大きくなりピーク出力電力が大きくなったとみられる。また、薄膜が常電導に転移している 90 K 以上でも、定常時の透過レベル以上の出力パルスが観測されている。これは、常電導状態でもレーザ光照射による薄膜の温度上昇に伴い、マイクロ波透過率が変化していることによると考えられる。更に、レーザ光エネルギー密度が大きいほうが得られる出力が大きことがわかる。これは、光エネルギーが大きいほど薄膜の温度上昇が大きいことによる。なお、出力パルスのピーク値は、40 K 以下において入力電力 7.0 mW を上回っている。しかし、得られた出力は入力電力の 1.1 倍程度である。

図 8 の結果は、前報の共振周波数 2.84 GHz の TE_{111} モード銅製円筒空洞共振器を用いた実験で得られた出力利得⁽⁴⁾よりも大きい。なお、2.84 GHz の実験では使用した空洞の無負荷 Q 値 Q_0 が 10^4 オーダで、本実験で使用した空洞はこれより 1 桁小さな値である。このように Q 値が小さいにもかかわらず大きな出力が得られたのは、円筒空洞の短絡板に占める出力窓の大きさ、すなわち超電導薄膜の有効面積が 2.84 GHz の実験のときよりも大きいためと考えられる⁽⁶⁾。

図 9 に出力パルスの立上り時間の温度依存性を示す。ここで、立上り時間とは出力パルスがピークに達するまでの時間とした。同図の○印と●印は、照射したレーザ光エネルギー密度がそれぞれ 36.4 mJ/cm² と 76.0 mJ/cm² のときの結果である。立上り時間は、レーザ光エネルギー密度が大きいほうが長くなっている。また、低温ほど立上り時間が長くなっている。これは、図 8 の出力パルスのピーク出力電力の特性と対応して、ピーク出力電力が大きくなれば立上り時間が長くなる傾向となっている。

本実験では、YBCO 薄膜に照射するレーザ光エネルギー密度を最大 76.0 mJ/cm² としたが、このエネルギー密度で数十回実験しても、見た目では YBCO 薄膜の膜表面の変質はわからなかった。また、図 6 に示したマイクロ波透過電力特性も数十回のレーザ照射実験の前後でほとんど変化がなかった。このことより、本実験においては YBCO 薄膜の損傷などはほとんどなかったといえる。なお、どの程度のレーザ光エネルギー密度まで膜の損傷がなく、繰り返し実験が行えるかはまだ明確になっていない。また、レーザ照射により薄膜の温度上昇やスイッチング時間がどの程度かも今後検討する必要がある。

5. ま と め

共振周波数 24.0 GHz の TE_{011} モード銅製円筒空洞にレーザアブレーション法により作製した YBCO 超電導薄膜を装着し、マイクロ波透過電力の温度依存性を測定した。その結果、マイクロ波透過電力は、超電導転移温度 90 K 以下でも観測され、50 K 以下にならないとほとんど透過しない状態にならなかった。この透過電力特性は 2.84 GHz のときの結果⁽⁴⁾よりも悪く、周波数が高くなると低温で使用しないと得られる出力が小さいことがわかった。また、空洞共振器に装着した YBCO 超電導薄膜に波長 1.06 μ m、パルス幅 10 ns の Nd:YAG レーザ光パルスを照射し、スイッチングすることにより、空洞からのマイクロ波パルスの抽出を試みた。その結果、40 K 以下において入力を上回るパルス出力が得られ、前報の結果⁽⁴⁾⁽⁶⁾よりもかなり出力が大きくなった。しかし、本実験で得られた出力パルスはまだ入力電力の 1.1 倍程度である。これは、出力側のアンテナの利得などの出力回路部の問題もあるが、主として実験に使用した空洞の Q 値が 10^3 オーダと低いことによるとと思われる。本実験結果から判断すれば、理論的には出力は Q 値にほぼ比例するので、 10^6 程度の Q 値

をもつ共振器を使用すれば、入力の子倍程度の出力が得られると予想される⁽⁵⁾。今後、出力回路を更に改善し、高Q共振器を使用して実験したいと考えている。

なお、本研究の一部は文部省科学研究費の補助により行われた。
(平成6年6月27日受付)

文 献

- (1) K. Minami & K. Hosoyama: "Proposal of a High-Power Microwave Pulse Source Utilizing a Superconducting Cavity for Energy Storage", *Japan. J. Appl. Phys.*, **18**, 85 (1979)
- (2) 加藤・高橋・南・栗野: 「超伝導空洞を用いた古典的メーザーの開発」, レーザー研究, **19**, 11 (平3)
- (3) N. Yoshida, M. Kubota, S. Takano, K. Sato, H. Hitotsuyanagi, M. Kawashima, T. Hara, K. Okaniwa & T. Yamamoto: "Preparation of Y-Ba-Cu-O superconducting Films by Excimer Laser Ablation", Proc. 2nd Int. Symp. on Superconductivity, Tsukuba, Japan, p. 853, 1989 (Springer-Verlag, Tokyo, 1990)
- (4) K. Takahashi, K. Minami, K. Kato, N. Yoshida, S. Takano & M. Awano: "Extraction of Microwave Pulses from a Cavity Using a Y-Ba-Cu-O Superconducting Film Switch", *Japan. J. Appl. Phys.*, **31**, 123 (1992)
- (5) 高橋・加藤・南: 「高温酸化物超電導薄膜スイッチを用いたミリ波パルス源の検討」, 電学論A, **110**, 402 (平2-7)
- (6) 加藤・高橋・江連・南・霞田・高野: 「Y-Ba-Cu-O 超伝導薄膜によるマイクロ波空洞からのパルス抽出」, 信学技報, CPM91-69, 63 (平3)
- (7) K. Kato, K. Takahashi, K. Minami, N. Hayashi, S. Okuda, S. Takano, M. Ohtsuka & M. Awano: "Characteristics of the Switching in a Superconducting Y-Ba-Cu-O Thin Film by Laser Irradiation", *Japan. J. Appl. Phys.*, **30**, 258 (1991)

加藤 景三 (正員) 1959年5月21日生。1987年3月東京工業大学大学院理工学研究科博士課程修了。同年4月新潟大学工学部助手, 1989年4月同講師, 1991年4月同助教授, 現在に至る。工学博士。電気電子材料に関する研究に従事。電子情報通信学会, 応用物理学会会員。

富田 卓哉 (正員) 1969年11月29日生。1994年3月新潟大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月東日本旅客鉄道(株)入社, 現在に至る。

橋本 昌一 (非会員) 1970年8月12日生。1993年3月新潟大学工学部電気電子工学科卒業。同年4月同大学大学院工学研究科修士課程入学, 現在に至る。応用物理学会会員。

南 一男 (正員) 1938年7月30日生。1962年3月名古屋工業大学電気工学科卒業。1964年3月東京工業大学大学院修士課程修了。同年4月名古屋大学工学部助手。1969年9月アメリカ・エール大学応用科学科助手。1971年7月名古屋大学工学部講師。1975年10月東京工業大学工学部助教授。1986年4月新潟大学工学部教授, 現在に至る。工学博士。1987年5月より10か月アメリカ・メリーランド大学客員教授。電気計測工学, プラズマ理工学の研究に従事。応用物理学会, 日本物理学会, プラズマ・核融合学会会員。

霞田 典之 (非会員) 1956年3月28日生。1981年3月大阪大学大学院基礎工学研究科修士課程修了。同年4月住友電気工業(株)入社。現在, 同社大阪研究所超電導研究部勤務。