

# Experimental Observation of Superradiance from an Automodulated Intense Relativistic Electron Beam

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2021-05-14 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: Kamada, Keiichi メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://doi.org/10.24517/00057124">https://doi.org/10.24517/00057124</a>

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



KAKEN  
2002  
84

多段自動変調された大強度相対論的電子ビーム  
からの超放射

(課題番号 13680553)

平成13-14年度科学研究費補助金 ( 基盤研究(C)(2) )  
研究成果報告書

平成15年3月

研究代表者

金沢大学自然科学研究科助教授

鎌田啓一

# 目次

<b>1</b>	<b>研究課題, 研究組織, 研究経費</b>	<b>1</b>
1.1	研究課題 . . . . .	1
1.2	研究組織 . . . . .	1
1.3	研究経費 . . . . .	1
<b>2</b>	<b>研究発表</b>	<b>3</b>
2.1	学会誌等 . . . . .	3
2.2	口頭発表 . . . . .	5
<b>3</b>	<b>研究成果</b>	<b>9</b>
3.1	はじめに . . . . .	9
3.1.1	自動変調 . . . . .	9
3.1.2	超放射 . . . . .	9
3.1.3	本研究の目的 . . . . .	11
3.1.4	本報告書の構成 . . . . .	11
3.2	多段自動変調による短パルスビーム列の生成 . . . . .	13
3.2.1	超短パルス大強度電子ビームの生成—自動加速の原理 . . . . .	13
3.2.2	自動変調 . . . . .	20
3.2.3	一段空洞実験 . . . . .	20
3.2.4	複空洞実験 . . . . .	25
3.2.5	多段自動変調実験 . . . . .	28
3.2.6	空洞間相互作用 . . . . .	30
3.2.7	PICシミュレーションコード KARAT を用いた空洞と IREB の相互 作用の検討 . . . . .	32
3.2.8	多段自動変調による短パルスビーム列生成のまとめ . . . . .	36
3.3	超短パルス大強度電子ビーム列からの電磁波放射実験 . . . . .	37
3.3.1	電磁波放射機構 . . . . .	37

3.3.2	実験装置及び電磁波測定系 . . . . .	39
3.3.3	分散関係 . . . . .	41
3.3.4	自動変調された IREB からの電磁波放射 . . . . .	41
3.3.5	電磁波放射実験のまとめ . . . . .	43
3.4	結論 . . . . .	45
4	発表論文	49
5	謝辞	127

# 1 研究課題，研究組織，研究経費

## 1.1 研究課題

多段自動変調された大強度相対論的電子ビームからの超放射  
(課題番号 13680553)

## 1.2 研究組織

研究代表者 鎌田 啓一 (金沢大学自然科学研究科 助教授)  
研究分担者 安藤 利得 (金沢大学理学部 助教授)

## 1.3 研究経費

平成13年度	1,700千円
平成14年度	1,400千円
計	3,100千円

## 2 研究発表

### 2.1 学会誌等

1. M. Kamada, R. Ando N. S. Ginzburg and K. Kamada,  
"Multi-stage automodulation using decreasing length cavities",  
IEEE trans. Plasma Sci., vol.31, pp. 297-299, 2003.
2. N. S. Ginzburg. I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, M. Kamada, K. Kurihara, H. Shirasaka, R. Ando and K. Kamada,  
"Increasing of superradiance pulse peak power by optimization of electron bunch profile",  
Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, to be published :
3. K. Kamada, H. Shirasaka, K. Kurihara, M. Kamada, R. Ando, D. Hasegawaa and N. S. Ginzburg,  
"Formation of intense ultrashort relativistic electron beams using multi-stage autoacceleration for superradiance observation",  
Proc. of 5 th Int. Workshop on Strong Microwaves in Plasmas, (Nizhny Novgorod, Russia Aug. 2002). To be published.
4. 鎌田啓一.  
講座「プラズマ利用ミリ波・サブミリ波帯パルス電磁波放射入門」,  
3章 プラズマ利用パルス電磁波発生の基礎(2) [共著],  
4章 サブナノ秒領域パルス電子ビームの生成と電磁波発生,  
プラズマ・核融合学会誌, 3月号, pp263-273, 2003.
5. 鎌田啓一, 鎌田正輝, 栗原一晃, 白坂治樹, 石端啓一, 西口高志, 安藤利得, 長谷川大祐,

- ”超放射検証のための大強度電子ビームの波形整形”,  
電子情報通信学会技術研究報告 Vol. 102, No. 501(ED2002-234~241), pp. 25-30,  
2002.
6. M. Mori, M. Kamada, T. Nishiguchi, R. Ando and K. Kamada,  
”Propagation of an intense electron beam through a gap”,  
Proc. 14th Int. Conf. High-Power Particles Beams, (Albuquerque USA, 2002), pp.  
223-226, 2002.
7. M. Kamada, M. Mori, Y. Yamada, R. Ando, N. S. Ginzburg and K. Kamada.  
”Generation of trains of subnanosecond bunches by automodulation of IREB passing  
through a series of coaxial cavities”,  
Proc. 14th Int. Conf. High-Power Particles Beams, (Albuquerque USA, 2002), pp.  
227-230, 2002.
8. N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, M. Kamada, K. Sugawara,  
K. Kurihara, H. Shirasaka, R. Ando and K. Kamada,  
”Increasing of peak power of superradiation pulses by variation of accelerating volt-  
age”,  
Proc. 14th Int. Conf. High-Power Particles Beams, (Albuquerque USA, 2002), pp.  
291-294, 2002.
9. M. Kamada, M. Mori, K. Sugawara, Y. Yamada, K. Kurihara, T. Nishiguchi, Ritoku  
Ando and K. Kamada,  
”Trains of electron pulses generation using multi-stage cavities”,  
核融合科学研究所共同研究「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」報告  
書, Research Report NIFS-PROC-51, pp. 141-150, 2002.
10. N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, M. Kamada, K.  
Sugawara, K. Kurihara, H. Shirasaka, R. Ando and K. Kamada,  
”Generation of nanosecond S band microwave pulses based on superradiance”,  
核融合科学研究所共同研究「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」報告  
書, Research Report NIFS-PR●C-51, pp. 151-159, 2002
11. 鎌田正輝, 森倫也, 安藤利得, 鎌田啓一,  
”自動変調による短パルス大強度相対論的電子ビーム列の生成”,

電気学会研究会資料（パルスパワー研究会）PPT-01-66, pp. 25-30, 2001.

12. H. Tsukuda, M. Masuzaki, N. Toyosugi, C. Y. Lee, R. Ando, and K. Kamada, "Instabilities driven by an intense beam in a plasma filled dielectric lined waveguide immersed in a finite axial magnetic field",  
Int. J. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 22, pp. 1147-1162, 2001.

## 2.2 口頭発表

1. 電気学会, パルスパワー研究会, 2001年8月.
  - 鎌田正輝, 森倫也, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「自動変調による短パルス大強度相対論的電子ビーム列の生成」.
2. 日本物理学会 2001年秋季大会, 2001年9月.
  - 鎌田正輝, 森倫也, 菅原一賢, 栗原一晃, 西口高志, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「大強度相対論的電子ビームの多段自動変調実験」.
  - 森倫也, 鎌田正輝, 山田陽子, 白坂治樹, 安藤利得 鎌田啓一,  
「伝搬空洞形状が及ぼす大強度電子ビーム伝搬特性」.
3. 日本物理学会・応用物理学会北陸支部合同講演会, 2001年12月.
  - 山田陽子, 森倫也, 栗原一晃, 西口高志, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「ダイオード部における粒子軌道計算」.
  - 森倫也, 鎌田正輝, 山田陽子, 白坂治樹, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「境界条件による大強度電子ビーム伝搬特性」.
  - 鎌田正輝, 森倫也, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「自動変調された IREB の長距離伝搬」.
4. 核融合科学研究所共同研究「電磁パルスによって形成される高エネルギー密度プラズマの科学と応用」研究会, 2001年12月.
  - 鎌田正輝, 森倫也, 菅原一賢, 山田陽子, 栗原一晃, 白坂治樹, 西口高志, 荒益将, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「多段空洞を用いた電子ビームパルス列の生成」.



- N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, M. Kamada, K. Sugawara, K. Kurihara, H. Shirasaka, R. Ando and K. Kamada,  
"Generation of nanosecond S band microwave pulses based on superradiance".
5. 日本物理学会第 57 回年次大会, 2002 年 3 月
- 鎌田正輝, 森倫也, 山田陽子, 栗原一晃, 白坂治樹, 西口高志, 荒益将, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「自動変調された大強度相対論的電子ビームのエネルギー分布」.
  - 栗原一晃, 鎌田正輝, 菅原一賢, 白坂治樹, 安藤利得, 鎌田啓一, N. S. Ginzburg,  
「バンチされた大強度電子群からの短パルスマイクロ波放射の研究」.
6. 第 14 回高エネルギー粒子ビーム国際会議, 2002 年 6 月  
米国アルバカーキー
- Masaki Kamada, Michiya Mori, Yoko Yamada, Ritoku Ando, Naum. S. Ginzburg and Keiichi Kamada ,  
"Generation of Trains of Subnanosecond Bunches by Automodulation of IREB Passing through a Series of Coaxial Cavities".
  - M. Mori, M. Kamada, T. Nishiguchi, R. Ando and K. Kamada,  
"Propagation of an intense electron beam through a gap".
  - N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, R. M. Rozental, A. S. Sergeev, M. Kamada, K. Sugawara , K. Kurihara, H. Shirasaka, R. Ando and K. Kamada,  
" Increasing of peak power of superradiation pulses by variation of accelerating voltage"
7. 第 5 回プラズマ中の大強度電磁波国際ワークショップ, 2002 年 8 月  
ロシア ニージニー・ノブゴロド
- K. Kamada, H. Shirasaka, K. Kurihara, M. Kamada, R. Ando, D. Hasegawaa and N. S. Ginzburg,  
"Formation of intense ultrashort relativistic electron beams using multi-stage autoacceleration for superradiance observation"
8. 日本物理学会北陸支部講演会, 2002 年 12 月.

- 白坂治樹, 鎌田正輝, 栗原一晃, 西口高志, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「同軸空洞を用いた大強度電子ビームのエネルギー制御」.
- 栗原一晃, 鎌田正輝, 白坂治樹, 石端啓一, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「後進波発振管からの C-band 電磁波放射の研究」.
- 鎌田正輝, 栗原一晃, 白坂治樹, 石端啓一, 西口高志, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「立ち上がりの遅い IREB の多段自動変調」.

9. 日本物理学会第 58 回年次大会, 2003 年 3 月.

- 鎌田正輝, 石端啓一, 西口高志, 栗原一晃, 白坂治樹, 安藤利得, 鎌田啓一,  
「多段自動変調の高周波化」,

## 3 研究成果

### 3.1 はじめに

#### 3.1.1 自動変調

大強度相対論的電子ビーム (Intense Relativistic Electron Beam, 以下 IREB と略) とは一般的に, エネルギーが電子の静止質量 0.5 MeV と同程度かそれ以上の値を持ち相対論的取り扱いを必要とし, 特に電流が数百 A から 1 kA 以上のものを指す. ビーム半径は数 cm 程度なので, 伝搬や共鳴器等との相互作用時に自己場が大きな影響を及ぼす事が大きな特徴である. 出力は 1 GW から 1 TW 以上で, パルス幅は 10 ns から数 100 ns である. これらのビーム発生装置は, 1960 年代からのパルスパワー技術の発達に伴い, 現実的なものになった. 近年, 高繰り返し運転可能なものも出て来たが, 普通は数分に一回の運転となる.

最も簡便, 安価な IREB 発生装置は, マルクス型高速コンデンサーバンクとパルス整形線路を用いたものである. これにより発生した負電圧パルスを, 接地された陽極に対向した冷陰極に印加し IREB を発生する. この装置でパルス幅を決定するものは整形線路であるが, 絶縁耐圧の問題で装置を小型化できず, インダクタンスを小さくできない. 更に, 冷陰極プラズマ生成に必要な時間の問題もあり [1], この方式で 10 ns 以下の大電流の短パルス IREB の電極部での生成は難しい. そこで, IREB の強い自己場を利用して, 伝搬中の IREB のパルス幅の圧縮が多段自動加速方式で可能なことは実証済みである [2-4]. 以前の研究ではパルス幅 10 ns のビームを 0.8 ns に圧縮することに成功した. 本研究では, パルス幅の長いビームにこれを繰り返して, ビーム電流を短パルス列として生成することを目指した.

他に短いパルス幅の比較的強い電子ビームを得る方法として, 光電子放出陰極等と線形加速器を用いる方法 [5,6], テスラーコイル型を改良した方法 [7,8] 等ビーム射出時にパルス幅を制御する方法がある.

#### 3.1.2 超放射

ギガヘルツ帯の電磁波は, 波長がミリメートルの前後にあり, ミリ波, サブミリ波, または総称してマイクロ波と呼ばれる. その電磁波源としては電子管または半導体発振器

等がある。半導体発振器は小型化が進み、現在の通信分野における花形的存在であるが、出力は1W程度で大出力化はまだ難しい。一方、電子管は電子レンジで用いられているマグネトロンのように、kW級の出力も容易である[9]。通信分野ではこの程度の出力を母局に必要とするが、更に出力の大きなマイクロ波は、宇宙探査等の大型レーダー、核融合等の加熱・計測、加速器等で必要とされている。

電子ビームをエネルギー源とした大強度電磁波源の代表的なものにジャイロトロンがある。その出力は数MWに達し、用いられている電子ビームは、ビームエネルギーが数100 kV、電流数10 Aで一回の運転時間は数秒程度で定常とっていい。このクラスの電磁波源は既に実用段階に入っている。出力が更に大きな電磁波源では、発生効率を考えると、ビーム出力が1GW以上のものが必要となる。そこでIREBが使用される。IREBを用いた大強度電磁波源としては、ラマン型自由電子レーザーやVircator(Virtual Cathode Oscillator)といった、IREBの特徴を活かした方式と共に、電子サイクロトロンメーザー、チェレンコフメーザー、相対論的クライストロン、相対論的後進波管等の、従来のマイクロ波管研究のIREB発展形の方式が盛んに研究されている。これらの研究では、電子ビームからの電磁波放射機構を取り扱う際に、一般的には電子ビームを無限長(定常)と見なしている。定常的なビームによる現象、言い換えれば、装置に比して十分長いビームによる電磁波発生として現象を取り扱うことができる。この場合、ビームの初めや終わりの過渡的な現象は取り扱わずに、定常状態での現象を考える。

ところが、ギガワット級の大強度電磁波源では、強い電場のためブレークダウンによる出力の短パルス化が起きる。これに対処するには、導波管や共鳴管の表面物性を改良して定常発生を目指すか、短パルスビームによる電磁波放射の短パルス化が考えられる。短パルス化の限度は、従来のままでは、定常的な電磁波放射機構の取扱いが可能である長さまでが要件となる。

これに対して、近年、超放射(superradiance)と名付けられた電磁波発生機構自身がパルスの現象である現象が提案された[10-16]。超放射では、空間的に孤立できるくらいの超短パルス電子ビームを用いる。超短パルス電子塊内に自発的に集群がおこり、電子数の2乗に比例する強度の超短パルスの電磁波を放射し放射効率が非常に高いのが特徴である。超放射という名は、この機構が、量子エレクトロニクス分野で知られているDickeの超放射[17]と類似していることに由来する。超放射機構は様々な装置で実現されるが、ここで取り上げるIREBを用いた実験では、発生周波数がミリ波から遠赤外領域付近の超放射では、おおまかに装置長より短い電子ビームが必要である。実際にはビーム長30 cm以下、パルス幅にして1 ns以下のIREBが必要となる。加速器を用いた自由電子レーザーにおいても超放射は研究されているが、こちらの周波数は遠赤外より遥かに高い周波数で、パルス幅はpsの長さになる。

### 3.1.3 本研究の目的

本研究では、IREB の自己場を利用して同軸空洞を用いて伝搬中の IREB に電流変調をかけ、サブナノ秒パルス電子ビーム列を生成する新しい方式を開発する。それが多段自動変調方式である。超放射の方式には、サイクロトロン方式、チェレンコフ方式、後進波管方式等が提唱されているが、本研究室の経験と既存装置の事情を考慮して、もっとも簡単な構造であるサイクロトロン方式を用いることにした。この方式では、軸方向磁場のかけられた導波管中に超短パルス IREB を伝搬させることで超放射が実現できる。

1. IREB に、多段自動変調方式を採用して、一つの集群の長さが共鳴領域長より短い電子集群の列を形成する。
2. 超短パルス列化された IREB を用いて、断続した超放射の生成の可能性を実験的に検証する。

自動加速・自動変調現象には、自己電場が強く速度が光速に近いことが必須条件で、IREB の特性を活かすに最適である。IREB の自動変調は従来は、同長の複数の空洞を用いた方式が提唱されてきた。しかし、この方式では、ビーム電流の立ち上がり時間が遅い場合、高周波の変調はかからないことが本研究で明らかになった。本研究で提案されている、IREB の自動変調方式は他に類を見ない。更に、超放射を繰り返す実験は未だ全く例がない。この研究は上の目的が達成できるか否かの検証実験である。自動変調された IREB からの断続した超放射が可能であれば、非常に簡便で、質の良い大強度電磁波源が実現できるだけでなく、物理現象としての超放射機構の解明と応用への新たな道を開く。

### 3.1.4 本報告書の構成

本研究に使用した大強度電子ビーム発生装置は以下の 2 種類である。いずれも米国 Physics International 社製である。

装置名	Pulserad 105A	Pulserad 220G
使用ダイオード電圧	約 500 kV	約 500 kV
ビーム電流	約 5 kA	約 5 kA
パルス半値幅	12 ns	175 ns
ビーム電流立ち上がり時間	6 ns	20 ns

本報告書の内容は (1) 多段自動変調方式による超短パルス電子群列の生成と、(2) 超短パルス群列による電磁波発生 の 2 点からなる。(1) においては上記 2 種類のビーム発生装置を用いて、多段自動加速方式の有効性を報告する。(2) においては、測定系の事情から現在のところ Pulserad 105A を用いた実験結果を報告する。

3.2 節で多段自動変調方式による超短パルス電子群列の生成について報告する。

同長の同軸空洞を複数用いた自動変調は既に米国の Friedman 氏等の報告がある。当初、氏等の方式でパルス幅の長い Pulserad 220G を用いて 1 GHz の自動変調を試みたが、ビーム電流に変調が全くかからなかった。我々は、この原因がビーム電流立ち上がり時間 20 ns に比べて、変調周期約 1 ns が短いことが原因であると考えた。

そこで、一つの同軸空洞を用いて、IREB の電流立ち上がり時間・空洞長と変調の関係の実験的検証を行った〔1 段空洞実験〕。この実験には、ビーム電流立ち上がり時間の早い 105A を用い、空洞長を変化させた。

次に、同長の空洞を複数個配置し〔複空洞実験〕、空洞数がビーム変調に及ぼす効果を再確認した。この実験にも 105A を用いた。

この結果、空洞の軸方向の長さを電磁波が往復する時間、空洞往復時間、はビーム電流立ち上がり時間の 3 分の 1 程度かそれ以上ないと、ビームに変調がかからないこと。また、同長空洞は 4 個程度で変調度に効果があることを確認した。

自動変調の周期は空洞往復時間の 2 倍である。ビーム電流立ち上がり時間の遅い IREB に高い変調をかける方式として、空洞長を次第に減少させる多段自動変調方式を 105A、220G の IREB を用いて検証した。

3.3 節で多段自動変調された IREB からの電磁波放射の検証を報告する。変調周波数を変え、変調周波数にほぼ対応する周期で電磁波放射が得られた。

## 3.2 多段自動変調による短パルスビーム列の生成

### 3.2.1 超短パルス大強度電子ビームの生成—自動加速の原理

IREBの発生には、マルクス型高電圧発生装置とパルス整形線路からなるいわゆるパルスパワー発生装置を用いる。以下に代表的なIREB発生装置の構成を概観する。

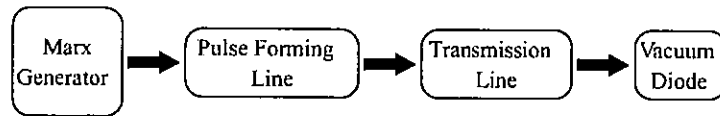


図 3.1: Block diagram of a typical high power pulse generator

マルクス回路は高速コンデンサーバンクで、基本となる、数百kVから数メガボルトの電圧を発生する。パルス整形線路は普通は同軸線路で形成されている。パルス整形線路の充電までは時間的にゆっくり（我々の装置で数百ナノ秒）で、集中定数回路として取り扱う。つまりこの時点までは整形線路は同軸型コンデンサーとみなせる。短パルスを発生させるためには、パルス整形線路に蓄えられたエネルギーを、線路を充電後、分布定数回路として作動させ、短パルスを得る。出力端に付けられた負荷とパルス整形線路のインピーダンス整合が取れていれば、トランスミッションラインは用いない。IREBを取り出す場合、パルス整形線路の出力は、接地された陽極に対向した冷陰極に負電圧として印加される。こうして発生されたIREBは、典型的には、エネルギー1 MeV、電流10 kA、パルス幅50 ns程度のもので、出力は1 GWを越え数TWに達するものもある。運転は小型の装置でも数分に一回の単発運転である。この方式は、単純で安価な一方、電極部インピーダンスの時間的変化が加速電圧に反映し、ビームのエネルギー広がり等の質は余り良くない。また、パルスパワー発生装置では、高電圧を求め絶縁耐圧を考えると、部品間の距離を長くせねばならず、大電流・短パルスのための低インピーダンス化、一言で言えば装置の小型化の要請と矛盾する。現実的にこの装置で得られるIREBの技術的・経済的な限界はエネルギーが最大10 MeV、パルス幅は最小10 ns程度と考えられる。他のIREB発生方法として、誘導線形加速器を用いたIREB発生方式等があり開発が進んでいる。これらの装置は、ビームの質は良いが、格段に複雑・高価である。

マルクス型高電圧発生装置は高速コンデンサーバンクである。複数のコンデンサーを並列に充電した後、瞬間的に回路を直列につなぎ変えることで、高電圧出力が得られる。図3.2に示すように、コンデンサーを $n$ 段並列につなぎ、充電抵抗 $R$ を通して各段を $V[V]$ に充電する。その後、ギャップスイッチ $G$ を閉じて瞬時に電流経路を直列化して高電圧 $nV[V]$ を得る。実際の回路では、接地された周囲の筐体との間の絶縁破壊を防ぐために、コンデンサーを正負に充電したり、出力電圧の振動を防止するための制動抵抗が用いられる。こうして得られる電圧は、技術的に、最大5~10 MV程度と言われている。

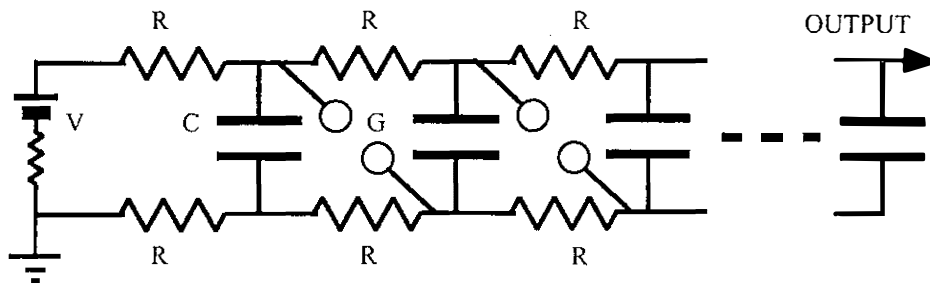


図 3.2: マルクス回路

マルクス回路からの出力は比較的ゆっくりとパルス整形線路に充電される。マルクス回路とパルス整形線路の電気容量が同じならばマルクス出力電圧と同じ電圧までパルス整形線路は充電される。この時、最もエネルギー伝達効率は良い。しかし、高電圧を得るために、パルス整形線路の電気容量をマルクス回路に比べ小さく取る場合もある。いずれにしても、パルス整形線路の電圧が最大に達したときに、パルス整形線路の主スイッチ（図 3.3 の  $S_2$ ）を閉じる。その後パルス整形線路は分布定数回路として作動する。マルクス回路とパルス整形線路の間には適当な値のインダクタンスがあり、パルス整形線路が分布定数として作動する短い時間では、マルクスと整形線路間は開放になっていると見なすことができる。従って、整形線路動作時間は電磁波がパルス整形線路を往復する時間であり、マルクス回路からの充電時間と比べて非常に高速であり、理想的には主スイッチ動作の瞬間にパルス整形線路に蓄えられたエネルギーが負荷側で使用可能であると考えるべき。

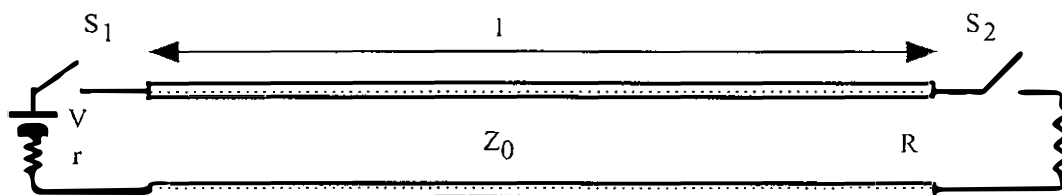


図 3.3:  $S_1$  [左側の電源はマルクス回路に相当] を閉じて伝送線路を充電した後、 $S_1$  を開き、 $S_2$  を閉じたのと同じ状況になる。

IREB の典型的なパラメーターは、半径 1 cm の円筒断面に 1 kA 以上の電流値、速度はほぼ光速である。このようなパラメーター下の伝搬では、電子自身の自己電場によってビームは急速に発散してしまう。そこで、発散を押しやるために軸方向磁場をかける。実際には 0.5 T から 1 T 以上の磁場が必要である。こうして、IREB が伝搬している状態を考えると、負電荷の集団である IREB は、接地された容器に対してその中心部が負の電位を持つ。つまり、図 3.4 に示すような電位になっている。このような状況下では、陰極陽極間



の電圧で得た IREB の運動エネルギーの一部は電場のエネルギーとなり、電子の持つ運動エネルギーは下がる。

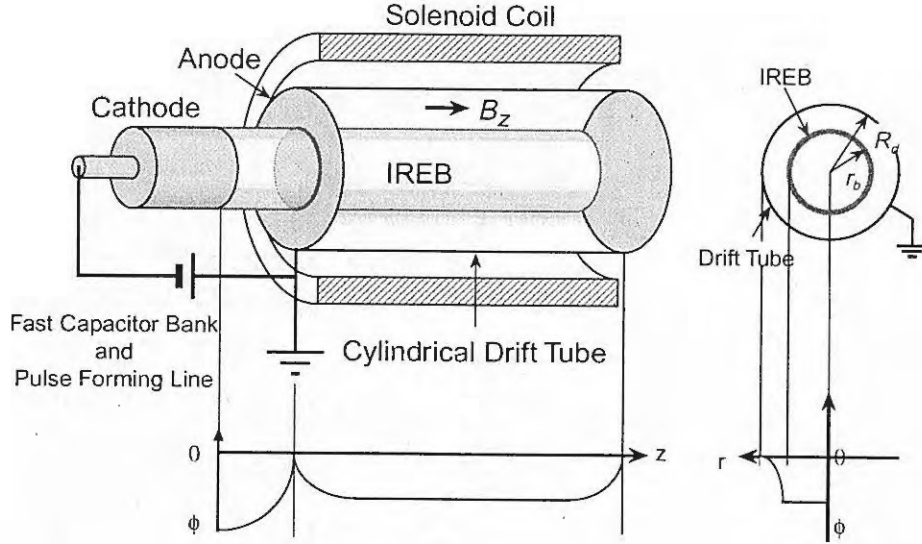


図 3.4: 電位概念図—接地された陽極を出て伝搬部に入った IREB の電位。

無限に長い接地された半径  $R$  の容器中を伝搬する、半径  $r_b$  の薄い円筒状の IREB を考える。まず、流れる電流と伝搬中のビームの電位を考える。速度  $v_b$  と  $\gamma$  の間には

$$v_b = c(1 - \gamma^2)^{1/2}, \quad (3.1)$$

の関係がある。ここで  $c$  は光速を表す。陽極と伝搬部容器は接地されている。陰極の電位を  $\phi_c$  で表すと、これにより加速された電子の初期のガンマ値  $\gamma_0$  は、

$$\gamma_0 = 1 - \frac{e\phi_c}{mc^2} \quad (3.2)$$

と表される。 $m$ ,  $e$  は電子の質量、電荷である。以下に述べるように、自己電場を考慮すると、エネルギー保存則から、伝搬中のビーム電位を  $\phi_b$  とすると、以下の関係が導かれる。

$$m(\gamma_0 - \gamma) c^2 = -e\phi_b \quad (3.3)$$

こうして、ビーム速度と電位の関係が求まる。一方、ビーム電位は、ビームの電子密度  $N$  を用いれば、容器と電子ビームを無限に長い円筒で近似して、

$$\phi_b = -\frac{eNr_b}{\epsilon_0} \ln\left(\frac{R}{r_b}\right) \quad (3.4)$$

と表される。ここで  $\epsilon_0$  は真空の誘電率である。これらの式から半径  $r_b$  の中空ビームが、半径  $R$  の円筒容器中を伝搬する際、電流  $I$  と  $\gamma$  すなわちビーム電位  $\phi_b$  の関係は以下の式で表される。

$$I = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{e} \frac{(\gamma_0 - \gamma)(1 - \gamma^{-2})^{1/2}}{2 \ln\left(\frac{R}{r_b}\right)} \quad (3.5)$$

この時の、電流と  $\gamma$  をグラフにしたのが、図 3.5 である。電流が小さいとき、 $\gamma \approx \gamma_0$  で、ビームは電極間で加速された速度で伝搬する。電流が増えて行くに従い、自己電場により自身の電位が下がり、電子は減速される。この電位が加速電位より下がれば IREB が伝搬不可能になると想像できるが、実際にはその前に伝搬可能な電流の極大値が現れる。これが、IREB の伝搬に伴う空間電荷制限電流  $I_{limit}$  であり、以下の式で表される。

$$I_{limit} = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3 (\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{e 2 \ln(R/r)} \sim 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{2 \ln(R/r)} \text{ [kA]} \quad (3.6)$$

本研究で取り扱われている IREB では  $\gamma$  の値は 2 から 3 程度である。それに対してビーム電流値は大きいときに 10 kA に達し、空間電荷制限電流を常に意識してはならない。

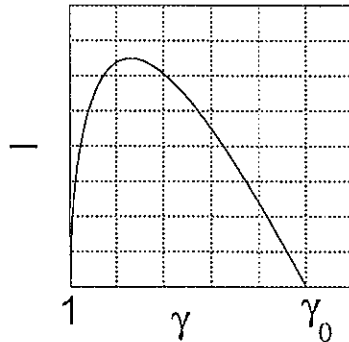


図 3.5: ビームのガンマと電流の関係。電流が少ないときはビームはほぼ入射時のエネルギーに対応する  $\gamma_0$  で伝搬するが、電流が増えるに従い運動エネルギーは下がる。

伝搬中の IREB の電位は、電流が同じなら、ビーム径と伝搬容器径の比で決まる。ビーム径が同じなら、伝搬容器径が太いほど IREB の電位は下がる。これを利用して、伝搬中に容器の径を急激に大きくすると IREB は減速される。自動加速ではこれを更に応用する。

1970 年代に米国とソ連で IREB の自動加速 (autoacceleration) が実証された [18-22]。自動加速を実現するためには、図 3.6 に示すように IREB 伝搬領域にギャップを介し同軸空洞を設置する。空間電荷の影響で、急激な伝搬容器径の増大により IREB は減速される (図 3.7)。その際、減速分のエネルギーはギャップ間の電場となり空洞を伝搬する。減速

されたビーム電子はそのまま伝搬容器下流に移動し、後続のビームによってギャップには減速電場が生じ続ける。ギャップ間に生じた電場は空洞内を伝搬して短絡された空洞端に達し、電場は反転し反射する。反射した電場はギャップに向かって伝搬する。ギャップ部に戻ったとき、極性が反転した電場はビーム電子に対して加速電場となり、以降のビーム電子を加速する。減速の時間は空洞を光速で往復する時間で、引き続き同時間にわたって電子は加速される。IREBは速度がほぼ光速なので、空洞長をビーム長の1/4に設定すると、ビーム前半部が減速を受け運動エネルギーが電磁場のエネルギーに変換され、それが空洞を介して後半部に受け渡される結果、後半部が加速されることになる。

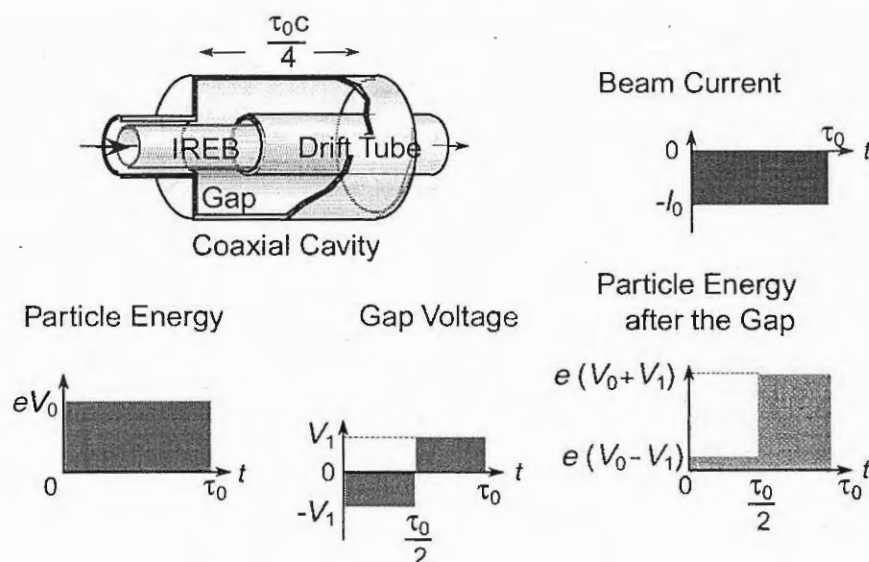
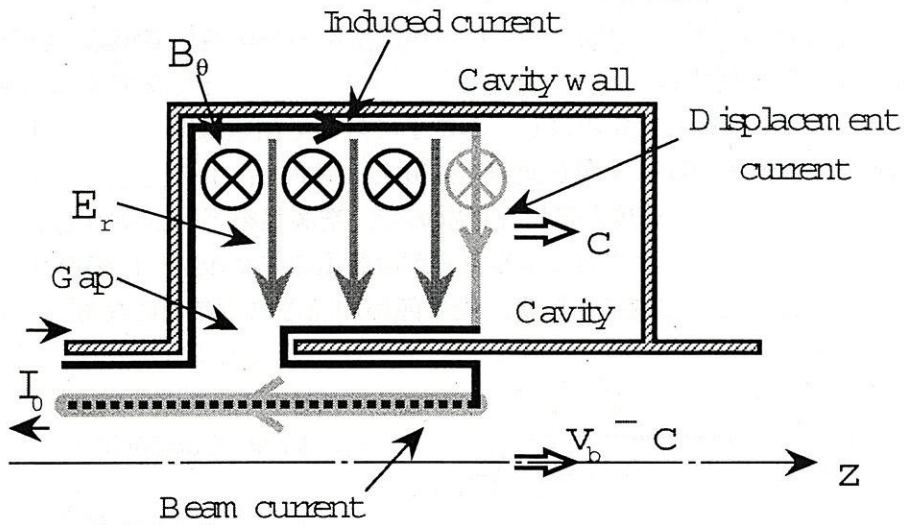


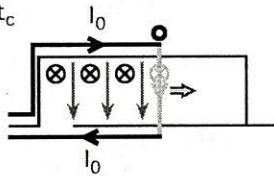
図 3.6: 自動加速概念図. パルス幅  $\tau_0$  のビームに対して、長さ  $\tau_0 c / 4$  ( $c$ は光速) の空洞を設置する。

電流経路を考えると、ギャップ部に生じる電圧は予想できる。電流経路は常に閉じていなくてはならない。その経路は電源からビーム電流、先端部で変位電流となり金属容器壁を通過して電源に戻る(図 3.7)。この経路内での電流値は変わらない。ビーム電流以外の部分をリターンカレントという。ビーム先端部がギャップ部のギャップ入り口に達し、下流の伝搬容器を見つけて、リターンカレントが空洞内を流れ始める。図 3 に同軸空洞内でのリターンカレントの模式的な様子を示す。同軸空洞の特性インピーダンスを  $Z$  とすると、リターンカレントの値はビーム電流値  $I_b$  であるから、空洞間の電位差  $V$  は  $V = Z I_b$  で表される。この電圧がギャップ部に生じる電圧  $V_g$  になる。伝送線理論から  $V_g$  の時間的变化を考えると、短絡端での電流反射を考慮して以下の様になる [21]。

$$V_g(t) = Z \times (I_b(t) - 2I_b(t - T/2) + \dots), \quad (3.7)$$



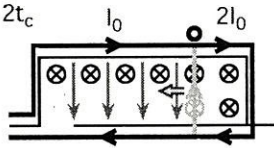
$$0 < t \leq t_c$$



- 空洞壁を流れる電流
- ⇨ 空洞内を流れる変位電流
- ⊗ 磁束 → 電場 ⊙ 波頭

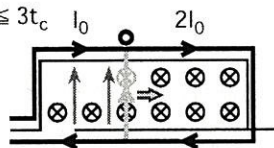
ギャップ部に発生したTEMモードの波により空洞内の磁束と電場が増加する。

$$t_c \leq t \leq 2t_c$$



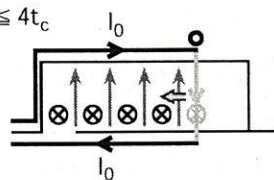
波頭が空洞の短絡端で反射すると磁束は同じ割合で増えるが径方向の電場は減少する。

$$2t_c \leq t \leq 3t_c$$



ギャップ部では電場と磁場の境界条件を満たすように反射が起こり、今度は磁束が減少し極性が反転した電場が蓄えられる。

$$3t_c \leq t \leq 4t_c$$



波は再び空洞の短絡端で反射し、その波頭の直後から電場と磁場が0になっていく。

図 3.7: 空洞内を伝搬する電場の様子.  $t_0$  は空洞の長さを光速で二往復するのに要する時間. 自動加速ではビームのパルス幅とこの時間を合わせる. 電流回路は, 管壁を流れる電流, 変位電流, ビーム電流で回路が閉じている.

ここで、 $T$  はビームのパルス幅で、 $T/2$  は電磁波の空洞往復時間である。

$Z$  を大きくとれば、大きな  $V_g$  が得られるというものではない。同軸の外側半径を大きくしたとき、ギャップ部で外側半径で決まる空間電荷制限電流以上のビーム電流が入射されれば、ギャップ部でビーム電流の一部が反射され、ギャップを通過してくる電流、つまり空洞内を流れるリターンカレントは減少する。

非常に簡単に自動加速の原理を述べてきたが、このモデルは過去の実験結果を良く説明している。加速された電子にだけ着目していることに注意されたい。一段の自動加速では、高エネルギー側のビーム幅は入射エネルギーの半分になっている。完全ではないが、パルス圧縮になっている。

### 3.2.2 自動変調

自動加速では、比較的短い IREB の  $1/4$  の長さを持つ同軸空洞を用いた。図 3.7 に見るように、自動加速の機構は、空洞の長さを電磁波が 2 往復することで終了する。ビーム長が長い場合は、再び減速の過程が開始される。こうして、長い IREB に対して、繰り返し自動加速機構をかけることで、IREB は周期的に減速・加速のエネルギー変調を受ける。減速・加速部の幅は各々電磁波の空洞往復時間となり、変調周期は往復時間の 2 倍となる。以後、電磁波が空洞を往復する時間を空洞往復時間、その 2 倍を変調周期と呼ぶ。

Friedman 等は変調度を増すために、同長の空洞を連結した方式を採用した。文献 [23] の報告では、ビームの立ち上がり時間に依存せず、広い IREB のエネルギー、ビーム電流、パルス幅にわたって強い変調が得られたことが報告されている。また、空洞間の相互作用については実験的には言及されていない。

我々も同氏の実験結果に基づき実験を開始した。しかし、ビーム電流立ち上がり時間に比べ変調周期が非常に短い場合十分な変調が得られなかった。そこで、ビーム電流立ち上がり時間と空洞長（変調周期）の関係を調べるために、一段の同軸空洞を用いて実験を開始した。一段の自動加速と装置上の違いは、空洞長をビーム長の四分の一以下に設定したことである。

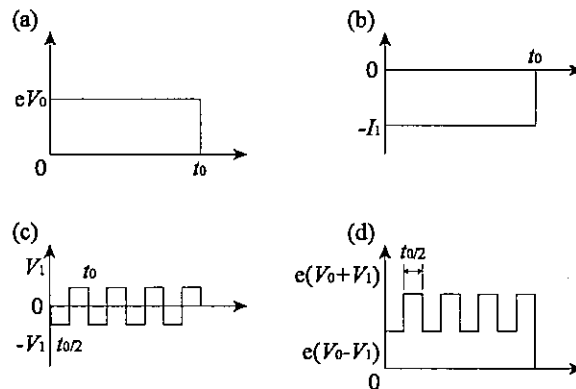


図 3.8: 自動変調概念図: IREB のエネルギーは空洞往復時間で減速・加速の変調を受ける。

### 3.2.3 一段空洞実験

#### 実験装置

装置概略図を図 3.10 に示す。ビーム発生装置は、Pulserad 105A を用いた。電極部と伝搬部にはソレノイドコイルにより約 0.8 T のパルス磁場が印加されている。陰極には直径

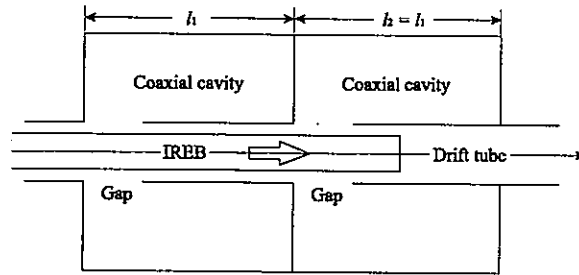


図 3.9: 複空洞装置. 同長の同軸空洞を複数連結する.

15 mm のカーボン製パイプ, 陽極には直径 29 mm の穴の空いた炭素製の中空陽極 (hollow anode) を用いた. 陽極側が接地され, 陰極には約 500 kV の電圧がパルス半値幅約 12 ns にわたって印加される. 冷陰極から射出された電子は陽極の穴を通り抜けてビーム伝搬部へと導かれる. ビーム伝搬部は直径 31 mm の金属製で, 陽極下流 200mm の位置に同軸空洞のギャップがある. 長さ可変の空洞を作成して, 一段の同軸空洞の効果を確認した. ギャップの長さは常に 25 mm にとった. 空洞インピーダンスは  $76 \Omega$  である.

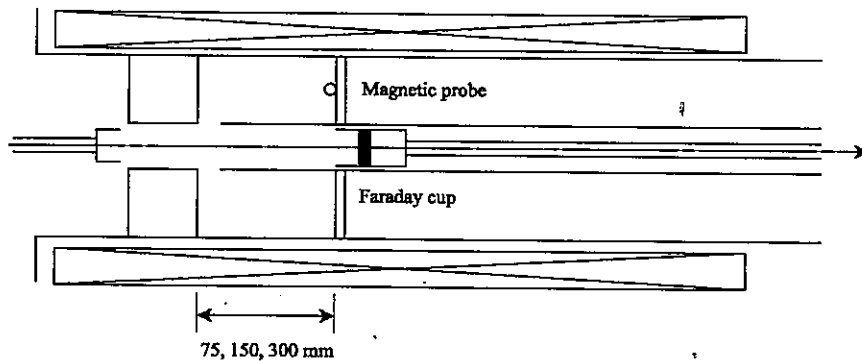


図 3.10: 一段空洞装置図. 空洞の壁が動き, 空洞長が可変.

電極部電圧の測定には硫酸銅を用いた分圧器, 電極部電流の測定には磁気プローブを用いた. ビーム電流測定には高速応答型ファラデーカップを用いた. ファラデーカップの前面に Al 箔を設置し, 箔の厚さを変化させ, 透過電流値の変化を観測することにより, ビームエネルギー値を見積もった. 飛程からのエネルギー $\frac{1}{2}mv^2$ の見積もりには文献 [24] を用いた. この方法は, 磁場偏向型エネルギー分析器を用いたエネルギー測定の結果と良い一致を見ている.

実験全体を通じて真空容器内は  $1 \times 10^{-5}$  Torr に保たれている. また, オシロスコープはソニーテクトロニクス社製 TDS 684A デジタイジングオシロスコープ (1 GHz, 5 GS/s).



を用いた。

### 実験結果と考察

図 3.11 に、一段の空洞長を 75, 150, 300 mm と変化させ、各々の下流で測定したファラデーカップ波形を示す。参照波形として空洞を用いず、アノードから同じ距離に置かれたファラデーカップ波形を示す。波形から、75 mm 空洞使用時は空洞のない場合に比べ波形に顕著な変化は見られない。それに対し、空洞長が 150, 300 mm と増すに連れ、ビーム電流に変調がかかっていることがわかる。その変調の度合は、150 mm より 300 mm の方が大きい。各波形の周波数スペクトルを取ったのが下の図である。150, 300 mm の時には 500, 250 MHz に各々対応したピークが観測される。これは、空洞往復時間の 2 倍の周期に対応している。例えば 300 mm の時  $1 / (0.3[m] \times 2 \times 2/3 \times 10^8[m/s]) = 250[\text{MHz}]$  である。

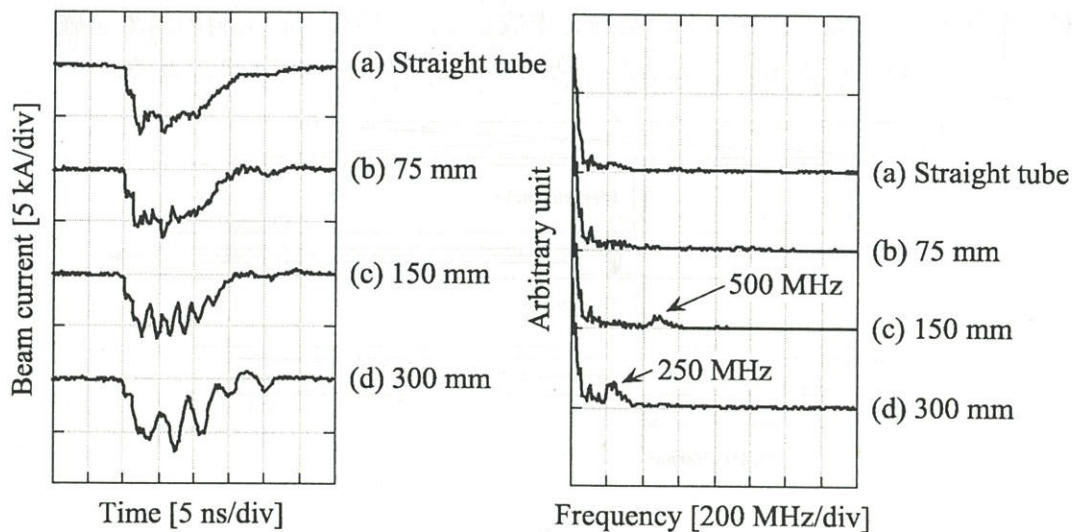


図 3.11: [右] ファラデーカップで観測されたビーム電流波形。[左] 各波形の周波数スペクトル。(a) 自動加速を受けずに直径 31 mm の円筒管を通過した後。(b) 空洞長 75 mm に設定。(c) 空洞長 150 mm に設定。(d) 空洞長 300 mm に設定。

ファラデーカップで測定されるのはビーム電流である。これまで、自動変調の原理で述べてきたモデルでは、空洞によりエネルギーの移行がおきることを説明してきた。このモデルでは、減速にともない電子密度が増し電流は保存されると考えている。つまり、電流波形の変調は考えていない。しかし、実験ではビーム電流に変調が見られた。これに関しては、自動加速、自動変調実験では空間電荷制限電流に近い電流値を持つ電子ビームを用いるために起こる、逆流電子による現象であると考えられる。この逆流電子の引き起こす



現象については後の節でシミュレーションを用いて論じる。

モデル通りのエネルギー変調が起きているか確認するために、ファラデーカップの前にアルミニウム箔をおき、通過電流波形を調べた。箔の厚さを次第に厚くしていった、通過電流波形の変化からエネルギーを見積もった。図 3.12 にアルミ箔の厚みを変えていった時のファラデーカップ電流波形を示す。空洞なし及び 75 mm 空洞の場合、ビーム電子は 0.7 mm のアルミニウム箔で遮断されてしまう。それに対し、150, 300 mm の空洞を用いた場合、もう少し厚いアルミニウム箔も通過してきているのがわかる。つまり、長い空洞によって一部の電子のエネルギーが増している。

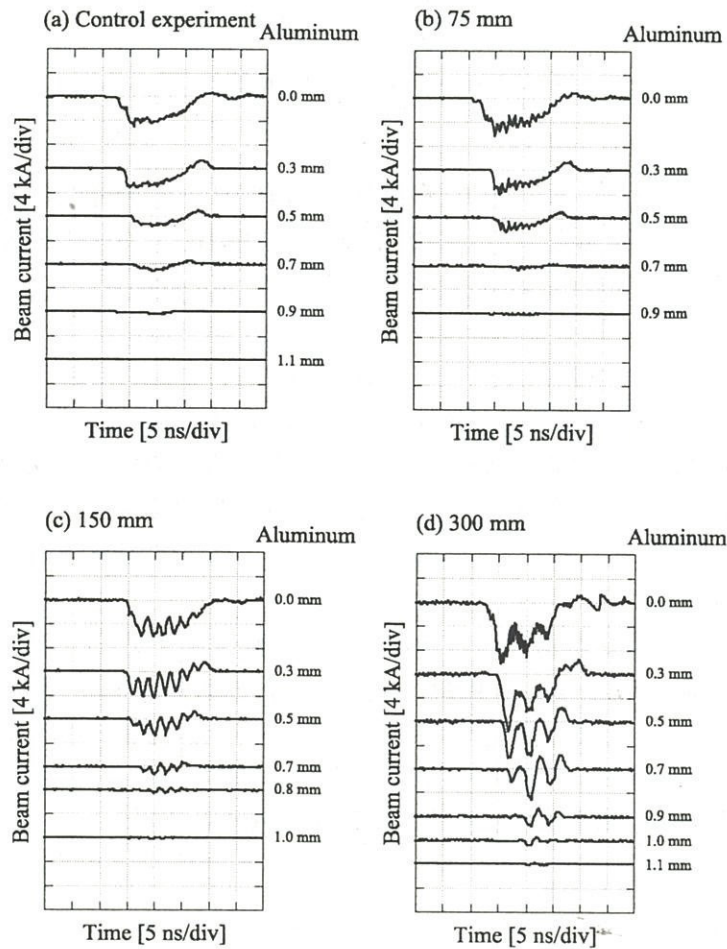


図 3.12: 異なる厚みのアルミニウム箔通過後のファラデーカップ波形。

また、アルミニウム箔通過後の波形は電流波形の凸部に相当し、電流波形の変調とエネルギーの高い部分が同期していることがわかる。

時間軸が対応する位置で、Al 箔を置かない時の電流値を分母に、Al 箔を通過してきた

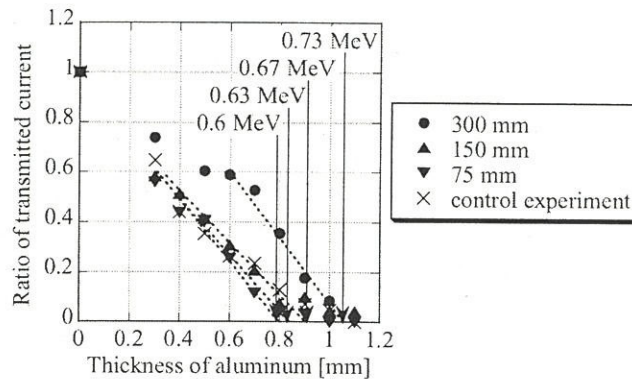


図 3.13: エネルギーの見積もり

ときの電流値を分子にとり、その値を縦軸に、Al 箔の厚さを横軸に示したのが図 3.14 である。この図から電子のアルミニウム箔中での飛程を算出し、電子の最大運動エネルギーを見積もったところ、空洞なしの場合が 600 keV、75 mm の空洞で 630 keV、150 mm で 670 keV、300 mm で 730 keV となった。これから、空洞を用いたことによるエネルギー増大は、75、150、300 mm に対して、30、70、130 keV と推定できる。これらの実験値と、式 3.7 を用いた計算値の比較を図??に示す。黒丸が実験値、白丸はビーム電流を簡略化して式に代入した値、四角は空洞入射時のビーム電流波形を測定し式に代入したものである。この結果から、一段の空洞によるエネルギー増大値はほぼ、入射ビーム電流波形と式 3.7 を用いることで推定することができる。つまり、エネルギー変化については先のモデルは有効である。

空洞長が長くなるほど空洞部でのエネルギー増大値はますが、約 900 mm においてその増大値は飽和している。900 mm の長さを電磁波が往復する時間（空洞往復時間）6 ns は、簡略化されたビーム電流の立ち上がり時間に等しい。つまり、空洞往復時間が電流立ち上がり時間より短い場合、エネルギー変調は弱い。更に、図 3.11 に見るように、空洞長が長く、エネルギー変調度が増すに連れ、電流変調度も増す。

#### 一段空洞実験のまとめ

実験結果から、ビームエネルギーに強い変調をかけるには、

- 空洞往復時間と同程度の立ち上がり時間を持つビーム電流波形が必須となる。
- 空間電荷制限電流値に近いビーム電流を用いた場合、エネルギー変調が強いほどビーム電流も変調を受ける。

以上の二点が明らかになった。

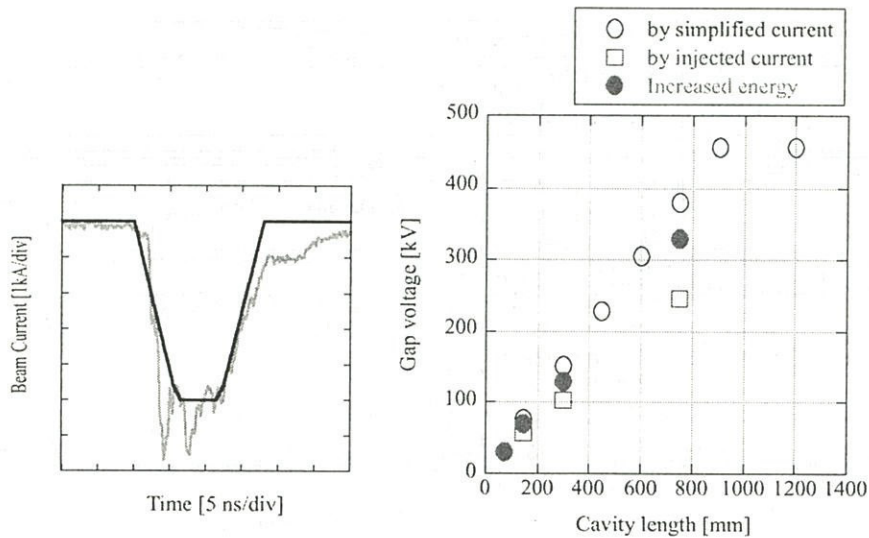


図 3.14: 左：簡略化されたビーム電流. 右：空洞長に対するギャップ誘導電圧. 黒丸=実験でのエネルギー増大値から見積もられる値. 白丸=簡略化された電流波形から算出された値. 四角=ギャップ入射電流波形から算出された値.

実験結果から、立ち上がり時間 6 ns のビームに対して、300 mm の空洞は変調を起こしていると判定すると、その空洞往復時間は 2 ns である。経験的に、1 段空洞で電流変調を起こすには、ビーム立ち上がり時間の 3 分の 1 程度の空洞往復時間を持つ空洞長が必要であるとここでは結論する。

IREB のビーム電流立ち上がり時間は容易に改善できるものではない。現状では数ナノ秒を越えることは難しい。これに対して、我々の目指す超単パルスビーム列の幅は 1 ns 以下で変調周期が 2 ns 以下である。従って、問題は立ち上がりの遅いビーム電流にかんして強いエネルギー変調をかけるかが問題となる。

これには、Friedman 氏等が試みた同長の空洞を連結して用いる複空洞法がある。最初に述べた様に、我々のもう一台の装置では、これでも変調がかからなかったため、最終的にはその前に空洞長の異なる複数の空洞を用いる多段自動変調法になるのだが、まず、複空洞法を実験的に確かめる。

### 3.2.4 複空洞実験

#### 実験装置

図 3.15 に 75 mm の空洞を 4 個連結した 1 GHz 自動変調装置を示す。実験では空洞数を 1 個から 4 個まで変えていき、その効果を調べた。用いたビーム、ガイド磁場等は前節の一段空洞実験と同じもので、立ち上がり 6 ns の IREB である。



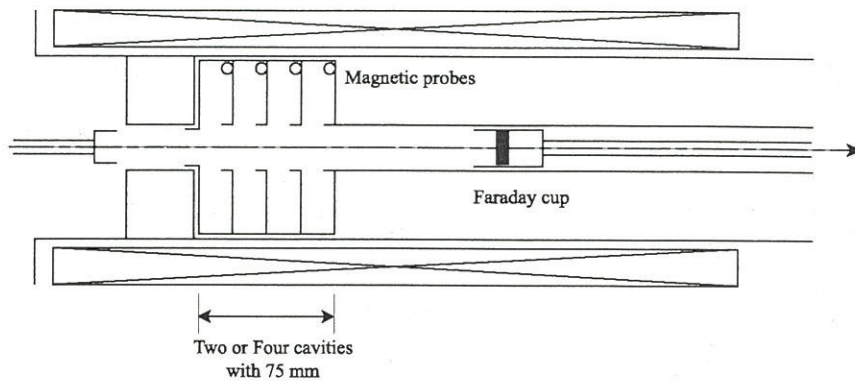


図 3.15: 複空洞装置図. 75 mm 空洞が連結してある. 空洞数は1個から4個まで変え効果を調べた.

### 実験結果と考察

図 3.16 に 75 mm 空洞の数を変えていったときの, ファラデーカップ出力波形を示す. 先の実験と同じく, 一個の空洞ではほとんど変調が見られないが, 数を増すに従ってビーム電流に変調が見られる様になる. 各空洞終端に着けたマグネチックプローブの出力を見ると (図 3.17) 下流にいくにしたがって空洞内に流れる電流の変調度が増している. これは, 下流ほどギャップに生じる変調電圧が増していることを示している. その周波数は設計値の 1 GHz にほぼ一致している.

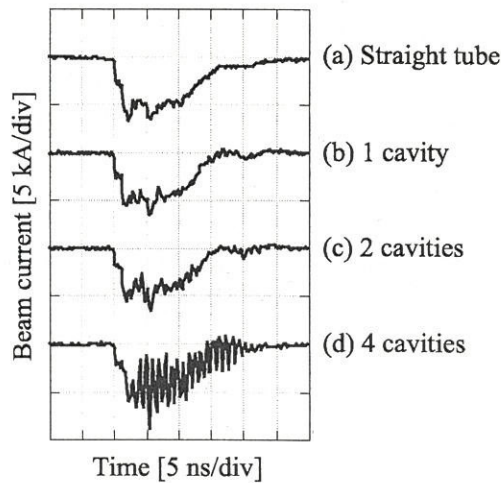


図 3.16: ファラデーカップで観測されたビーム電流波形. (a) 自動加速を受けずに直径 31 mm の円筒管を通過した後. (b) 75 mm1 連. (c) 75 mm2 連. (d) 75 mm4 連.

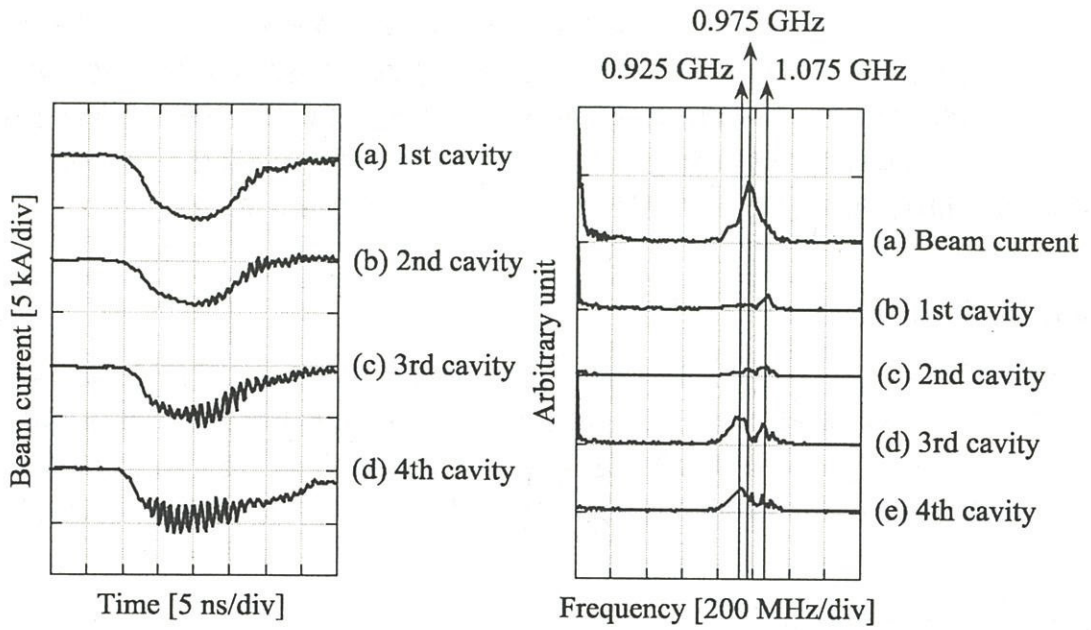


図 3.17: [左] 各空洞で観測された空洞終端電流. [右] 各空洞波形の周波数スペクトル.

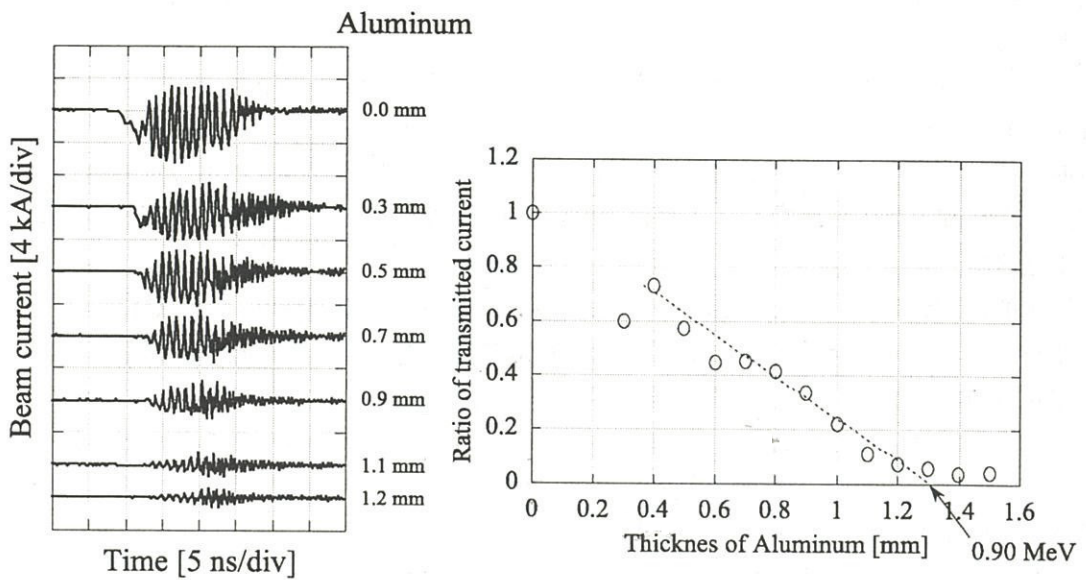


図 3.18: [左] 異なる厚さのアルミニウム箔を通過したビーム電流. [右] 通過電流比による最大エネルギーの推定.

更に、前と同じ方法で、4個の空洞通過後のビーム電子の最大エネルギーを測定すると、約900 keVとなり(図3.18)300 keVのエネルギー増加が観測された。この値は、前節で推測した75 mm空洞一個で約30 keVに比べ、かなり大きな値である。空洞終端電流の周波数解析結果に、いくつかの周波数のピークが現れていることと考え合わせると、複数個の空洞の連結は、単純に独立してビームと相互作用するのではなく、空洞間で互いに何らかの相互作用を行い、その効果を強めていることを暗示している。

### 複空洞実験のまとめ

ビーム電流立ち上がり時間6 nsに対して、空洞往復時間0.5 nsの同長の4個の空洞を用いることで、変調を増すことは確認できた。しかし、立ち上がり時間20 nsの場合はこの4個の空洞を用いても変調は全く見られなかった。この結果、複空洞法はビーム立ち上がり時間と電磁波の空洞往復時間が極端に違う場合は効果が期待できないと結論した。

### 3.2.5 多段自動変調実験

これまでの、実験結果から、ビーム立ち上がり時間が空洞往復時間に比べ極端に大きい場合、複数の同長空洞を用いてもエネルギー変調を起こすことはできない事が示された。また強いエネルギー変調が起きなければ、電流変調も起きない。これ等の結果は、ビーム立ち上がり時間が遅いビームに対しては、これまでの方法では高い周波数を持つ電流変調はかけられないことを意味している。

ここで、我々は多段自動変調法を提案する。これは、1段目の空洞はビーム立ち上がり時間に対応した長めの空洞を用い、次第に同軸空洞長を減じて行き、最終段で希望の変調周期を持つ空洞長を設定する方法である。現実問題として、空洞長には設定限度があるので、1段空洞実験の結果から、1段目の空洞往復時間をビーム電流立ち上がり時間の3分の1と設定した。

具体的な問題として、ビーム電流立ち上がり時間20 nsのIREBに、1 GHz (1 ns) の変調をかける方法を模索した。まず、これまで実験に用いてきた、ビーム電流立ち上がり時間6 nsのIREBを用いて多段自動加速原理の確認を行った。ここでは、この結果をもとに20 nsのIREBに対して、変調周波数330 MHzの変調をかけることができたことを報告する。装置と時間の都合上、330 MHzの変調で終わっているが、原理的には1 GHz変調も可能であると考えている。

### 6 ns ビームを用いた実験

まず、複空洞実験で1 GHzの変調をかけられることがわかっている、ビーム電流立ち上がり時間6 nsのIREBを用いて、多段自動変調の実証と、空洞配置の実験を行った。初

段の空洞の長さは、1段空洞実験でも変調が見られた30 cmとした。2段目以降の空洞長を、300-75-75 mm 及び300-150-75-75 mm のに種類を用いて、変調の掛かり具合を調べた。実験装置は図3.19を例に示す。ビームパラメーター他は以前の実験と同じである。

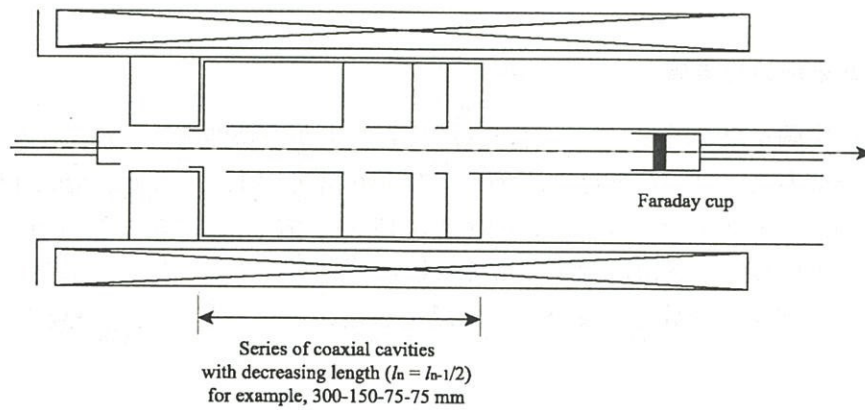


図 3.19: 300-150-75-75 mm 多段自動変調実験装置

空洞通過後の電流波形とその周波数解析結果を図3.20に示す。図3.16にある75 mm 空洞2連に比べ変調はかかっているが、空洞の長さを半分ずつにしていった300-150-75-75 mm の場合の方が明らかに1 GHz 付近の変調が見られる。周波数解析では、1GHz 前後に変調周波数がわかれているが、これについては、後に述べる様に、空洞間相互作用の影響である。

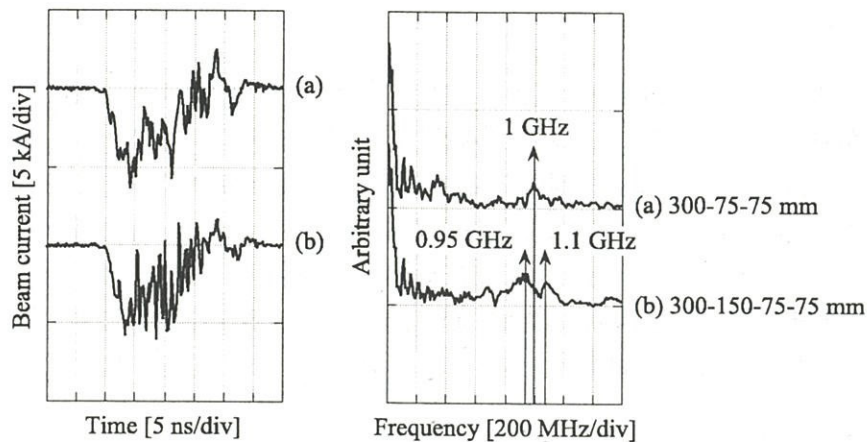


図 3.20: 立ち上がり6 ns ビームの電流波形〔左〕と周波数解析結果〔右〕。(a)300-75-75 mm, (b)300-150-75-75 mm 空洞を使用

この実験結果から、多段自動変調空洞においては、初段の空洞の長さを、空洞往復時間

がビーム立ち上がり時間の3分の1程度の設定し、以降の長さを必要変調周期に対応する空洞往復時間まで半減していく方式を採用する。また、複空洞実験結果を踏まえて、最終段の空洞は同長のものを複数個使用する。

### 20 ns ビームを用いた実験

これまでの実験結果を踏まえて、ビーム電流立ち上がり時間 20 ns のビームに対し、多段自動変調を試みた。初段の空洞の長さは、20 ns の3分の1、ここでは空洞往復時間 6 ns（空洞長 90 cm）を採用した。すると、2段目は 45 cm、続いて 22.5、11.25 cm となる。しかし、最終段の同長空洞を複数配置する等の都合上、ここでは、最終段の長さを 22.5 cm に留め、最終段空洞の個数を 2 及び 4 個に設定し結果を比較した。実験装置は図 3.21 のものである。

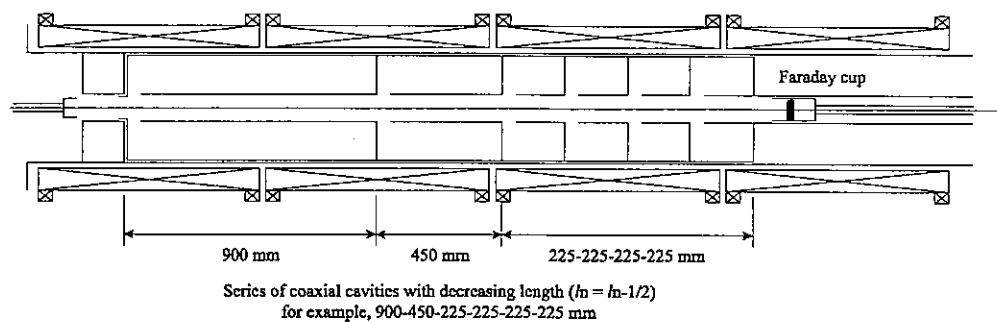


図 3.21: 立ち上がり 20 ns ビームの多段自動変調実験装置

最終段空洞数を変えた結果を図 3.22 に示す。これまで、変調がかからなかったビーム電流立ち上がり時間 20 ns の IREB に、多段自動変調装置を用いることで、変調がかかっていることがわかる。その変調の深さは最終空洞の個数を増やすことで増している。最終段空洞の長さ 22.5 cm に対する変調周波数は 330 MHz である。変調周波数に関しては、最終空洞長に対応する周波数が最も強くでていいる。最終空洞の個数を増すと変調の深さは増すが、その周波数は対応する周波数を中心に分散している。これについては、次節に述べる空洞間相互作用が考えられる。

### 3.2.6 空洞間相互作用

前節の実験結果で、観測された変調周波数が、複数個使われた最終空洞の空洞往復時間に対応する周波数を中心に複数個観測された。これについて、空洞と空洞間の相互インダクタンスを考慮して図 3.23 に示すような等価回路を仮定し、結合係数を変化させて、計算を行った。



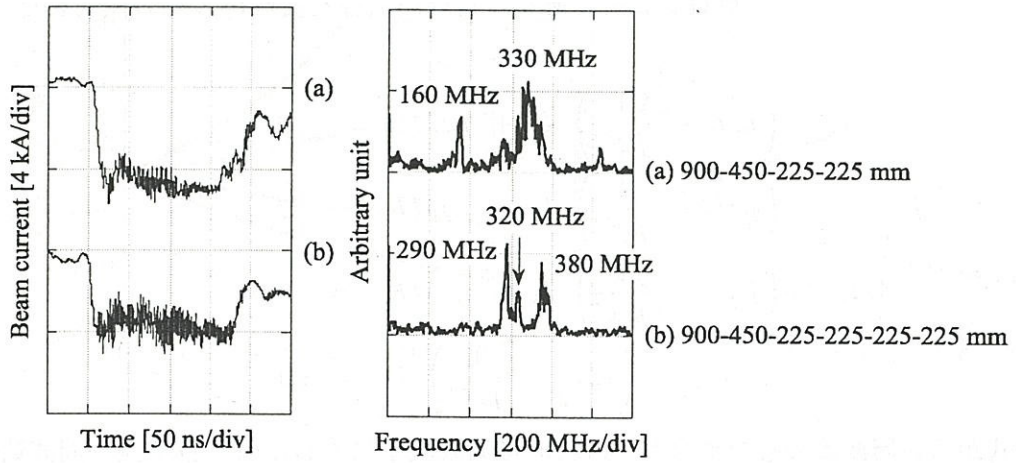


図 3.22: 立ち上がり 20 ns ビームの電流波形〔左〕と周波数解析結果〔右〕. (a)900-450-225-225 mm, (b)900-450-225-225-225-225 mm 空洞を使用

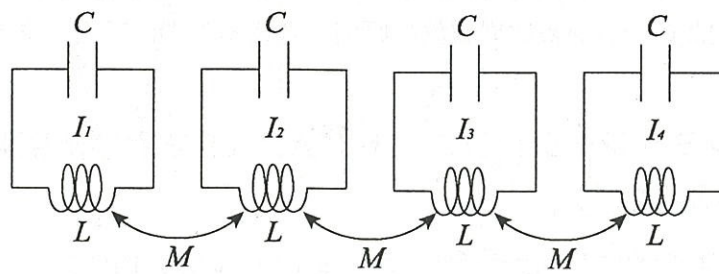


図 3.23: 4 個の同長空洞と空洞間の結合を考慮した等価回路

図で  $C$ ,  $L$  は最下流に置かれた 4 個の同長空洞の, 各空洞のキャパシタンスとインダクタンスを表す.  $M$  は空洞間の相互インダクタンスで, 各空洞間で等しいと置いた. 相互インダクタンスの起因については, 次節で触れるギャップ部での反射電子が考えられる.  $I_1$  から  $I_4$  までは各空洞に流れる電流である. 角周波数  $\omega$  を変数にして方程式をたてると以下の様になる.

$$\begin{aligned}
 \left( j\omega L - \frac{1}{j\omega C} \right) I_1 + j\omega M I_2 &= 0 \\
 j\omega M I_1 + \left( j\omega L - \frac{1}{j\omega C} \right) I_2 + j\omega M I_3 &= 0 \\
 j\omega M I_2 + \left( j\omega L - \frac{1}{j\omega C} \right) I_3 + j\omega M I_4 &= 0 \\
 j\omega M I_3 + \left( j\omega L - \frac{1}{j\omega C} \right) I_4 &= 0
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

この式から角周波数の解を求める. 最終的に周波数  $f$  に直した時, 各空洞の周波数  $f_0$  を用いて以下の解が求まる.

$$f = \frac{f_0}{\sqrt{1 \pm \sqrt{\frac{3 \mp \sqrt{5}}{2}} k}} \tag{3.9}$$

ここで,  $k = M/L$  で結合定数と呼ばれる. この結果を結合定数と周波数の関係にして図 3.24 に示す. 横軸  $k$  の値を決めれば, 回路に現れる周波数が決定される. 実験結果の図 3.22 で現れている周波数を満たす  $k$  は, 例えば  $k = 0.18$  程度にとれば, 周波数は 290, 310, 350, 390MHz で, 実験結果 (290, 320, 380MHz) と比較的近い値を得る. 空洞間の相互インダクタンスを等しくとり, 非常に粗い等価回路を用いた計算結果としては実験をうまく説明していると考えられる. この  $k$  の値を用いて, 立ち上がり 6 ns のビームの時の結果 3.19(0.95, 1.1 GHz) と, 計算結果 (0.93, 1.1 GHz) を比較しても比較的近い値を得るので, 空洞間の結合を複数周波数の原因と考えることは妥当であると考えている.

### 3.2.7 PIC シミュレーションコード KARAT を用いた空洞と IREB の相互作用の検討

結合定数の値が物理的にどのような原因から来ているのか, PIC シミュレーションコード KARAT[25] を用いて検討した. KARAT は通常のパーソナルコンピュータで動作するコードで, 記憶容量の問題から, 多段自動変調装置の様な複雑な形状のシミュレーションは困難であり, 1 段空洞の場合でも, 非軸対称のシミュレーションは困難で, 2.5 次元の軸対象に制限される. しかし, それでも電流変化, エネルギー増減, 空洞終端での誘導磁場等は実験結果と非常に良い一致を示した. ここでは, 1 段空洞での減速・加速フェイズでの粒子の振る舞いについて述べる.

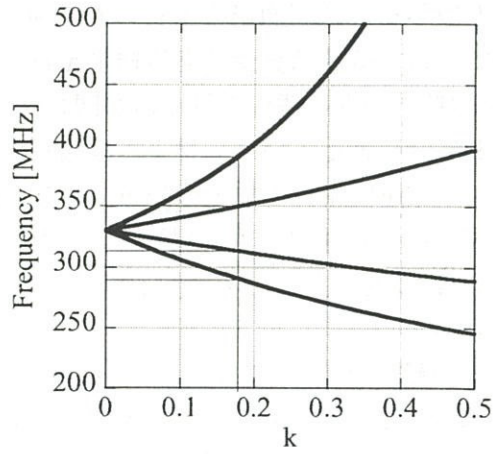


図 3.24: 225mm 空洞 4 段の時の解.

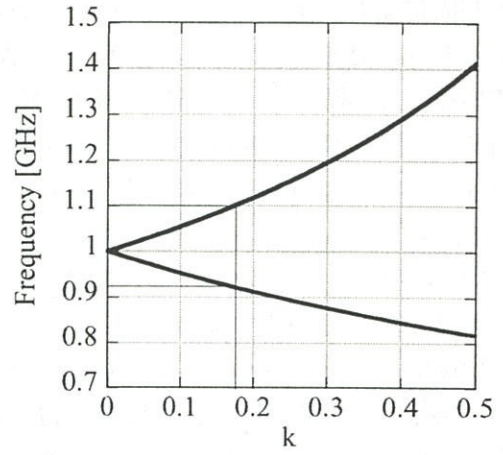


図 3.25: 75mm 空洞 2 段の時の解

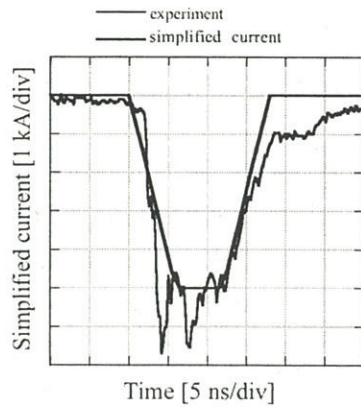


図 3.26: ビーム電流の近似波形.

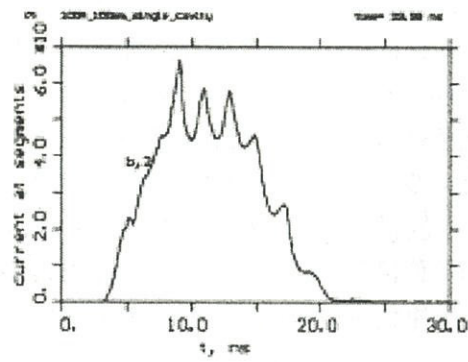


図 3.27: 150 mm 空洞 1 段通過後のビーム電流波形のシミュレーション結果.

シミュレーションでは、ビーム電流立ち上がり時間 6 ns、ビーム半値幅 12 ns の IREB が長さ 15 cm の 1 段空洞に入射された場合を取り扱っている。入射電流波形は KARAT の制限により、実験の波形を図 3.26 の様に近似した。空洞通過後のビーム電流のシミュレーション結果は図 3.27 の通りで、空洞長に対応する変調を受け実験結果を良く再現している。この時、ビーム減速と加速の位相での粒子の振る舞いを見たのが図 3.28 である。図で a) は同軸空洞の断面図で、中心軸より上半分を表している。ビームは図左側より入射される。b) は減速位相時の粒子の分布、c) は加速位相時の粒子の分布である。横軸は軸方向長さで a), b), c) 共通にとってある。b), c) の縦軸は光速で規格化された粒子の速度で、計算で用いた超粒子の各瞬間での位置と速度を表している。中心が速度 0 を表し、下半分では速度が負である。

加速位相では、ギャップ通過後に速度の増加が見られる。入射ビームの速度が光速に近く、加速による速度の変化は顕著ではない。また、この時、ギャップに入射したすべての粒子がギャップを通過し、下流に伝搬している。これに対し、減速位相時には、ギャップ付近で速度が負になる粒子が生じているのが大きな特徴である。ギャップを通過してくる粒子の速度減少はあまり見られない。むしろ、反射して行く電子の速度の絶対値が入射時に比し下がっているように見える。ここでは、減速位相時に一部の電子がギャップ部で反射されているという結果に着目する。

両位相時においてギャップ通過後の速度がわずかだが次第に下がっている。これに関しては、現在の所計算誤差と考えており、減速時にギャップ部で電子の反射が起こるという定性的事実は、現象を説明するのに使用できると考えている。

自動加速・自動変調のモデルでは、電子に空洞往復時間に対応した加減速が起こることは説明がつき、実験結果とも良く一致した。しかし、電流の増減が起きることは説明できなかった。シミュレーション結果は、減速位相時に一部の電子が反射されることで、電流に密度変調が起こることを示唆している。

現在の実験条件は、空間電荷制限電流値とビーム電流値が比較的近い値にあり、かつ、速度が低いため少しの減速を受けても  $\gamma$  値の変化により空間電荷制限電流を越えてしまう。そのため、仮想陰極様のものが形成され易い。効果的な自動加速・自動変調を起こす場合ではこの条件は免れがたく、今後、反射電子の詳しい解析を行って行く必要がある。

同長の空洞を複数連結した場合の、変調周波数の複数化の問題について、空洞間の相互インダクタンスによる影響を考えたモデルが比較的实验結果をうまく説明したが、相互インダクタンスの原因としてもこの反射電子が考えられる。いずれにしても、反射電子の存在を実験的に直截に明らかにする必要がある。

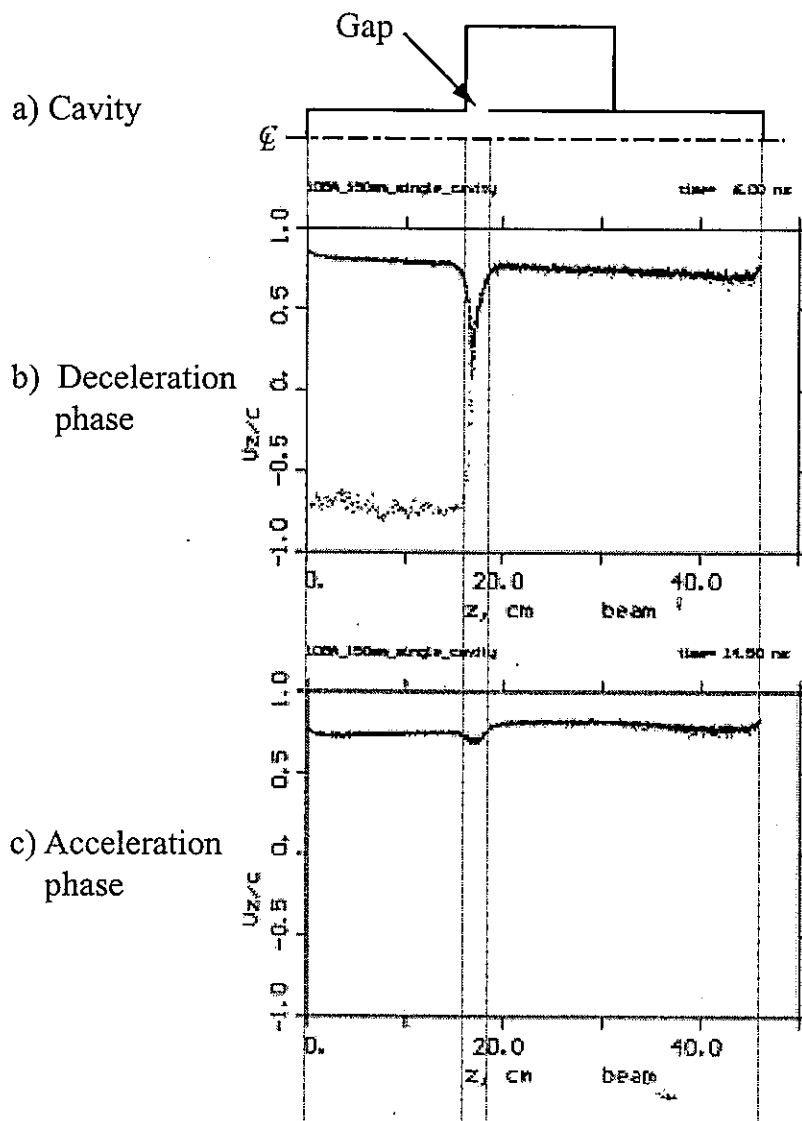


図 3.28: 減速位相時と加速位相時の粒子の分布.

### 3.2.8 多段自動変調による短パルスビーム列生成のまとめ

以上の結果で、ビーム電流立ち上がり時間の遅い IREB に高周波の変調をかける場合、多段自動変調方式は有効であることを検証した。多段自動変調装置を設計する指針としては以下の通りである。

- 初段の空洞長に関しては、次のような設定をが目安となる。初段の空洞の長さを電磁波が往復する時間を、ビーム電流立ち上がり時間の約3分の1に設定する。
- その後、空洞長を半減していき、希望する変調周波数に対応する長さまで空洞を連結する。
- 最終段の空洞は適宜同長空洞を複数設置することで、変調度の増大を図る。

こうして得られたビーム電流の変調は、エネルギー変調に対応して起こる。高エネルギー部のビーム電流は大きく、低エネルギー部は小さい。このビーム電流の変調は、空洞ギャップでの減速位相時における反射電子の存在が関与している。

最終段として同長の空洞を複数個用いた場合、変調周波数の複数化が起こる。この原因は同長空洞間の相互作用によるものと考えられる。上の反射電子がこの問題に大きく寄与していると考えられる。

### 3.3 超短パルス大強度電子ビーム列からの電磁波放射実験

以後の電磁波放射実験に用いた装置は Pulserad 105A で、ビーム電流立ち上がり時間 6 ns, パルス幅 12 ns の IREB である。これに、同長の 4 連空洞を用いて、0.5 GHz と 1 GHz の変調をかけ、発生電磁波の観測を行った。

#### 3.3.1 電磁波放射機構

この実験で目指したのは、サイクロトロン超放射の断続的な繰り返し発生である。超放射の理論は、主に N. S. Ginzburg 氏等の文献 [10-15] に詳しい。

ここでは、短いビームからの超放射の最も簡単なモデルとして、静磁場内に置かれた薄いシート状の電子からの電磁波放射を考える [9, 10].

今、厚さ  $b$  の薄い平面上に電子が一様に分布している状況を考える。平面を  $x y$  平面に平行にとる。  $z$  方向に磁場  $B = B e_z$  がかかっている、電子は平面上でサイクロトロン運動している。電子の  $z$  方向の速度はないものとする。電子の平面上での運動だけを考える、この時、電子の運動量  $p_{\perp} = p_x + i p_y$  には少しだけバラつきがあるとする。これによって、時間的に変化する磁場や電場ができ、電子の方位角方向の運動を変化させ、これが電場磁場を成長させ、平面波として  $z$  方向に伝搬するという筋書きである。

この平面内の電場を  $E_{\perp} = E_x + i E_y$  とすると、電子の運動方程式は、

$$\frac{dp_{\perp}}{dt} - i\omega_B p_{\perp} = -eE_{\perp} \quad (3.10)$$

と書ける。ここで、 $\omega_B = eB/m\gamma$ 、速度が余り速くないとき、 $\gamma = 1 + |p_{\perp}|^2/2m^2c^2$  で、 $c$  は光速、 $e$ 、 $m$  は電子の電荷と静止質量である。

今、電子の初期条件を

$$p_{\perp}|_{t=0} = p_{\perp 0} \exp(i\theta_0) \quad (3.11)$$

と置く。式 3.10 の解を求めるのに、 $\omega_{B0} = eB/m$  を使って、

$$\hat{p}_{\perp} = \frac{p_{\perp}}{p_{\perp 0}} \exp(i\omega_{B0}t)$$

と置き、 $\tau = \omega_{B0}t\beta_0^2$  とおいて、速度が余り速くないことを考えて、以下の式を得る。ただし、 $\beta_0 = v_{\perp 0}/c$  で、 $v_{\perp 0}$  は電子の初速度である。

$$\left( \frac{d\hat{p}_{\perp}}{d\tau} + \frac{i}{2} |\hat{p}_{\perp}|^2 \hat{p}_{\perp} \right) \exp(-i\omega_{B0}t) = - \frac{eE_{\perp}}{p_{\perp 0} \omega_{B0} \beta_0^2} \quad (3.12)$$

厚さ  $b$  の薄い平面上に少しだけ電流  $j_{\perp}$  がある状況を見ると、これによって表面の近傍に磁場ができる。平面波での電場と磁場の関係から電流と電場の関係は、

$$E_{\perp} = \frac{\mu_0 c j_{\perp} b}{2}$$

で与えられる。電場の接線成分は連続なので、これが平面内での電場である。こうして、表面電流がわかれば、電場が求まる。

個々の電子は  $t = 0$  で式 3.11 の状態にある時、 $n$  を電子密度として、表面電流密度  $j_{\perp}$  は、

$$j_{\perp} = en \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{p_{\perp}}{m\gamma} d\theta_0 \quad (3.13)$$

と表せる。

式 3.12 にこれらの結果を入れると、

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{p}_{\perp}}{d\tau} + \frac{i}{2} |\hat{p}_{\perp}|^2 \hat{p}_{\perp} &= - \frac{eE_{\perp}}{p_{\perp 0} \omega_{B0} \beta_0^2} \exp(i\omega t) \\ &= - \frac{b}{2\gamma \beta_0^2 c \omega_{B0}} \frac{\omega_p^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \hat{p}_{\perp} d\theta_0 \\ &\equiv - \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} \hat{p}_{\perp} d\theta_0 \\ &\equiv -a_{\perp} \end{aligned} \quad (3.14)$$

を得る。左辺第二項はサイクロトロン周波数近傍での運動で、これが右辺の表面電流の小さなバラつきによってできた電場によって、それが電子の方位角方向の運動を変えてゆくという式である。ここには外部共鳴器の様なものはい、ジャイロトロンで用いられる式と異なるのは、空間的变化ではなく、時間的变化を取り扱っている点である。

ここから、小さなバラつきを使って、上の式を線形化していく。まず、 $\hat{p}_{\perp} = P \exp(i\theta)$  とおいて、バラつきをとり、

$$\begin{aligned} P &= 1 - u, \quad u \ll 1 \\ \theta &= \theta_0 + \vartheta \quad \vartheta \ll \theta \end{aligned}$$

と置いた後、式 3.14 を実部と虚部分け、以下の量を導入すると、

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u \exp(i\theta_0) d\theta_0 \\ \bar{\vartheta} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \vartheta \exp(i\theta_0) d\theta_0 \end{aligned}$$

結局、式 3.14 は  $\bar{u}$ ,  $\bar{\vartheta}$  の式になる。

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{u}}{d\tau} &= -\frac{\bar{a}}{2} \\ \frac{d\bar{\vartheta}}{d\tau} - \bar{u} &= -i\frac{\bar{a}}{2} \\ \bar{a} &= I(i\bar{\vartheta} - \bar{u}) \end{aligned}$$

ここで、 $\bar{u}$ ,  $\bar{\vartheta}$ ,  $\bar{a}$  が  $\exp(i\Omega\tau)$  で変化するとすれば、 $2\Omega^2 + 2iI\Omega - iI = 0$  を得る。更に、密度が小さい ( $I \ll 1$ ) の時の解を求めると、時間的成長率は、

$$Im(\omega) = \beta_0 \omega_p \sqrt{\frac{b\omega_{B0}}{4\gamma c}} \quad (3.15)$$



と求まる。これが、薄いシート状電子から両法線方向に放射される電磁波の成長率で、周波数はサイクロトロン周波数より少し高い。成長率はしきい値を持たず、ここまで使った近似が成り立つかぎり電磁波の放射が続く。実際には  $Im(\Omega)^{-1}$  が時間の目安となり、これをかなり大きく越えない時間内でこの状況は保たれ、パルス電磁波が放射される。電場の密度依存性から見るように電磁波の強度は密度の二乗に比例する。こうした放射を引き起こすシートの厚さ（ビームの長さ）は、 $c \times Im(\Omega)^{-1}$  より小さいことが目安となる。この長さを correlation length と呼ぶ。実際の長さの取り扱いはもっと複雑であるが、良く使われる指標である。短いビームからの放射過程もこれにドップラーシフトの効果を加えて同様に考える。更に、初めの電子のバラつきを電磁波発生条件に適するよう誘導するような共鳴器を用いる。

ここでは解析的に解ける場合を扱ってきたが、式 3.14 を数値的に解くと、パルスの電磁波放射が見られ、 $I$  つまり密度が 2 倍になると電磁波出力の最大値はほぼ 4 倍になることがわかる [10-15]。

一般の準定常または定常のサイクロトロンメーザ機構からの電磁波放射と超放射の違いは電子の相互作用の時間である。定常または準定常ビームを用いた電磁波発生機構では、共鳴領域があつて、そこで電磁波が発生し電子はそこから出ていく。従つて電子が電磁波発生に関与する時間は領域通過時間だけになる。そのかわり、電子は次から次に共鳴器に入射され、後から来る電子はより強い揺動を受けて電磁波が成長する。電磁波発生部には常に電子があり、条件によりエネルギーは電子に再吸収される。これに対して、超放射過程では電子が電場と相互作用し、それに伴つてある周波数の電磁波を発生する。電子の運動は電場が時間的に成長するような解を持ち、それとともに電磁波が強くなっていく。その間、ずっと同じ電子が関与している。発生した電磁波はすぐに電子から離れて行く。従つて発生した電磁波は再び電子と相互作用することはなく、エネルギーを再吸収されることもない。

### 3.3.2 実験装置及び電磁波測定系

図 3.29 に実験装置図を示す。先に述べた様に、IREB 発生装置はパルス幅の短い Pulserad 105A を採用した。電磁波発生部の円筒空洞の直径を後に述べるように 18 mm に設定したため、カソード径は 10 mm に設定した。アノード径は 29 mm であり、その後の自動変調空洞は、前章の複空洞実験装置と同じ 75 mm 空洞 4 連と、新たに 150 mm 空洞 2 連を用いた。自動変調されたビームは、変調部での放射電磁波を遮断するために設置された厚さ  $30 \mu\text{m}$  のチタニウム箔を通過する。更に、サイクロトロン放射に必要な速度の横方向成分を与えるための鉄の輪環を通過した後電磁波放射領域に入射される。鉄の輪環を用いずにビームを放射領域に入射して実験を行った場合、電磁波の出力は百分の一以下に減少したことから、ビームの横方向成分が電磁波発生に大きく寄与していると考えられる。

また、チタニウム箔及び鉄の輪環通過後も、進行方向のエネルギーに関しては測定誤差の範囲内で大きな変化は見られなかった。

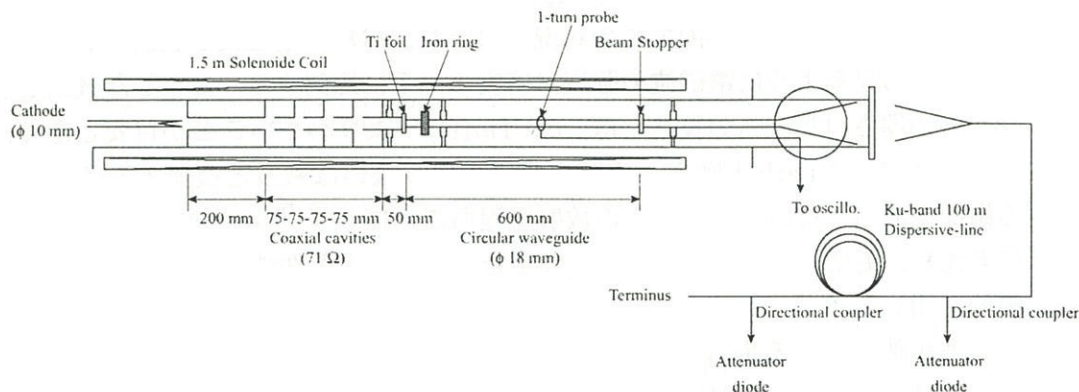


図 3.29: 電磁波測定系を含む実験装置.

カソード径を細くしたこと、長距離の伝搬のためと考えられるが、共鳴領域通過後のビーム電流値は、自動変調実験の時に比べて小さい(図 3.30, 3.31)。また、変調部最大エネルギーは、75 mm 空洞 4 連の場合で約 900 keV, 150 mm 空洞 2 連の場合約 600 keV であった。空洞 2 連の場合のエネルギーが予想より低く、空洞によっても殆ど増加していない結果となったが、変調は見られている。

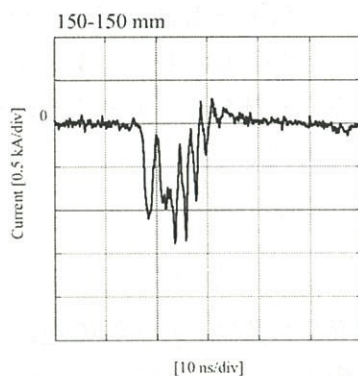


図 3.30: 共鳴領域通過後のビーム電流 (150mm 空洞 2 連)。

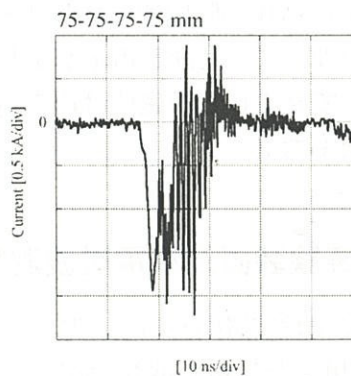


図 3.31: 共鳴領域通過後のビーム電流 (75 mm 空洞 4 連)。

この実験での電磁波放射領域は、図 3.29 の Ti 箔と鉄の輪環の下流の長さ約 50 cm の円筒導波管の部分である。この部分は単純な真ちゅう製円筒管で、主に直径 18 mm のものをを用いた。図は複空洞 4 段自動変調の場合を示してある。4 段自動変調によって、最も

加速された部分のビーム幅は1 ns(ビーム長約30 cm)であったので、放射領域の長さは、このビーム長より長い設定となる。更に150 mmの空洞を2連にした場合もビーム幅は2 nsなので、この場合共鳴領域長と同程度の長さとなる。印加される外部磁場は、多段自動加速部と共用しているため、ビーム発生部の外部磁場と独立に強さを変えることができない。IREBの伝搬及び自動変調に影響を及ぼさない事が確認された外部磁場0.5 T以上の条件で実験を行った。

放射領域部で発生した電磁波は真空中で円形ホーンで放射され、厚さ10 mmのアクリル製真空窓を通った後、角形のホーンで受けられ、Kuバンド矩形導波管中を伝搬する。まず、方向性結合器で分岐され、一部はその直後に検波されてオシロスコープへ導かれる。その他はKuバンド100 m分散線を通り、その後検波される。検波にはクリスタルダイオード(1N26C)またはショットキーダイオードを用いた。この装置では、100 m導波管中の伝搬時間を測定し、周波数を決定する。発生電磁波のパルス幅が短い場合、全発生周波数にわたり観測できる有効な方法である。ただし、高周波側で周波数による伝搬時間差が短くなるので、分解能は悪くなる。現実的に本装置は12-20 GHzの範囲が適用可能周波数と言える。

発生電磁波強度の較正は機器の都合で行うことができなかった。従来の経験から最大出力は数十MWと考えられるが、絶対値については今のところ論じられない。

### 3.3.3 分散関係

実験に使われた、直径18 mm円筒導波管とIREBの分散関係を図3.32, 3.33に示す。ビームのエネルギーは、150 mm空洞2連の場合で600 keV, 75 mm空洞4連の場合で900 keVを用いた。サイクロトロン超放射を引き起こす条件は、超短パルスビームの進行方向速度と電磁波の群速度が一致した場合である。図ではいくつかの点で超放射が観測されるものと期待されるが、現在の実験装置で観測できるのは、外部磁場電源の上限、分散線の精度から、外部磁場1 T付近の場合、TE<sub>21</sub>モードとの交点となる15~20 GHz付近の電磁波であると考えられる。

### 3.3.4 自動変調されたIREBからの電磁波放射

ここでは、自動変調を受けたビームにより放射される電磁波の観測結果を述べる。変調周波数は約500 MHz(150 mm空洞2連)と約1 GHz(75 mm空洞4連)の2種類を用いた。

分散線入り口での電磁波の観測波形を図3.34, 3.35に示す。外部磁場はどの場合も約1 Tを用いた。150 mm空洞2連のビームからの放射電磁波は、ビームの変調に対応した電磁波放射が見られるのがわかる。出力は相対的には150 mm空洞2連の場合の出力が75

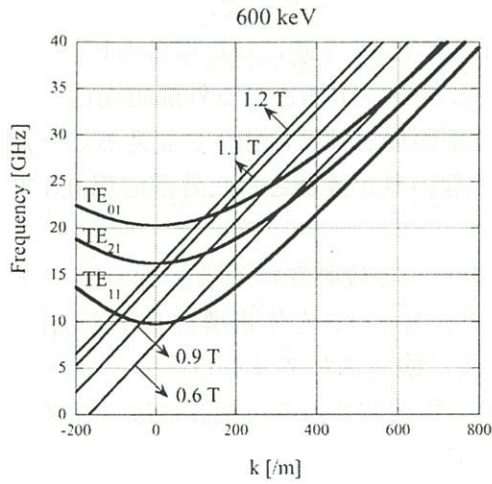


図 3.32: 600 keV のビームの分散関係.

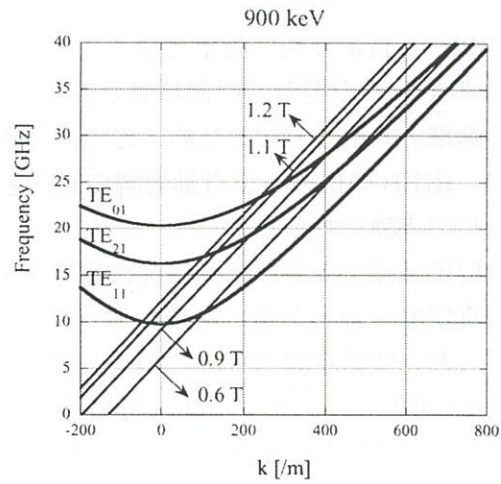


図 3.33: 900 keV のビームの分散関係.

mm4 連の場合に比べ 2~4 倍大きかった. これに対して, 75 mm 空洞 4 連の出力では図 3.31 に対応した出力より粗い断続した電磁波の放射が見られる.

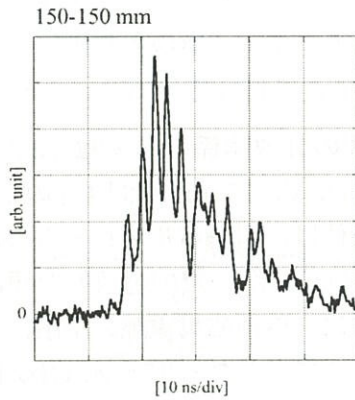


図 3.34: 150mm 空洞 2 連 (500 MHz) 通過ビームからの放射電磁波 [分散線前].

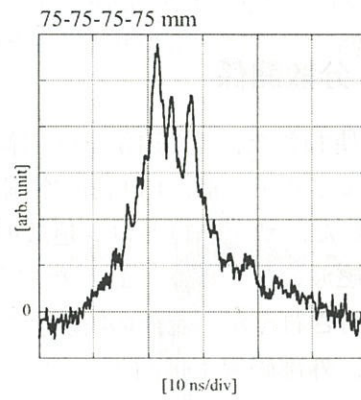


図 3.35: 75 mm 空洞 4 連 (1 GHz) 通過ビームからの放射電磁波 [分散線前].

次に, 分散線出口での波形を図 3.36, 3.37 に示す. 横軸は時間軸で, 図 3.35, 3.34 の先頭のピークを時間の基準点に, 各周波数ごとに 100 m 分散線の通過時間から周波数を計算しグラフ上部に記した. 予想通り, 16-18 GHz 付近の周波数範囲の電磁波を観測した. しかし, 分散関係のところでもわかるように磁場の変化による周波数変化は少なく, 更に複数のピークの存在により, 磁場による発生周波数の変化に関しては明確な結果は得られなかった.

150 mm 空洞 2 連の場合，初めの 4-5 個のピークの間隔はほぼビーム電流の変調周期に一致している．この間のビームエネルギーの差が周波数には余り影響しないことを考えれば，伝搬時間は各ピークで同じで，ビーム変調周期がそのままマイクロ波放射のピーク間隔に反映されていると考えられる．つまり，変調された電子ビームの一つ一つのピークから独立に ほぼ同じ周波数の電磁波が放射されていると考えられる．従って，この場合，自動変調され短パルス列化された IREB を用いて，断続した電磁波放射の生成の可能性を検証できたと判定する．

一方，75 mm 空洞 4 連の場合，判定は難しい，断続した電磁波放射は観測されたが，その周期がビームの変調周期の約 2 倍になっている．この結果の判定については更に検討を要する．

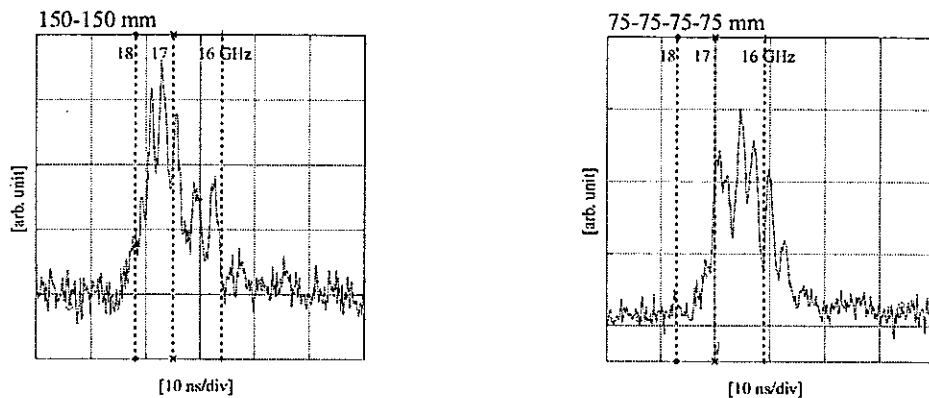


図 3.36: 150mm 空洞 2 連 (500 MHz) 通過ビームからの放射電磁波 [分散線後]． 図 3.37: 75 mm 空洞 4 連 (1 GHz) 通過ビームからの放射電磁波 [分散線後]．

最後に，150 mm 空洞 2 連の場合の電磁波放射機構が超放射によるものであるか否かの判定は，残念ながら現状では超放射であるとは確認できない．これまでの実験条件は超放射機構の条件をほぼ満たしていると考えられ，また，傍証的な実験事実としては，発生電磁波の周波数帯がかなり絞られていることがあげられる．しかし，実験的に，放射効率，放射出力のビーム電流依存性に関する実験データを得ることができていない．今後の実験結果に期待されたい．

### 3.3.5 電磁波放射実験のまとめ

自動変調された IREB を用いて，本研究の実験条件，即ちサイクロトロン超放射の条件下で，出力周波数 17 GHz の場合，少なくとも 2 ns 以上の間隔で断続した電磁波放射が可能である．今後，電磁波発生機構が超放射であることを実験的に確認し，超放射条件での電磁波の成長率と断続間隔等の関係の詳細な検証を行い，断続した超放射のための一般

的な条件を詰めていきたい。

自動変調された IREB は、ビーム電流の大きい箇所のエネルギーが高く、小さいところが低くなっている。しかも、変調ビーム電流の図に見るように、低エネルギー部分のビーム電流が完全にはなくなっていない。エネルギーの減少分は加速分と同程度と考えられ、分散関係からは、低エネルギー部分からも近い周波数の電磁波出力の可能性はある。電磁波放射の波形を見ても低エネルギー部に対応する部分で完全に放射が無くなってはいない。従って、電磁波放射がビーム電流の変調パルス幅で断続して放射される主な要因は、IREB のエネルギーの変調ではなく、電流の変調によって断続した電磁波放射が起きていると考えられる。

### 3.4 結論

本研究では、立ち上がり、パルス幅の異なる二種類の IREB を用いて多段自動加速法の検証を行った。更に、パルス幅の短い IREB を用いて、500 MHz, 1 GHz の自動変調をかけ、電磁波放射の繰り返し可能性の検討を行った。観測された電磁波の周波数は 16-18 GHz であった。

1. 必要な変調周期に対してビーム電流立ち上がり時間が極端に長い場合、多段自動変調方式は有効である。

實際上、IREB のビーム電流立ち上がり時間は、特にビーム幅が長い場合 10 ns を越える事が多い。この場合、周期 1 ns の変調をかけるには複空洞方式では難しい。初段をビーム電流立ち上がり時間の 3 分の 1 程度の電磁波の往復時間をもつ空洞長に設定し、空洞長を各段ごとに半減し、所望の変調周期に対応する長さまで段を重ねる多段自動変調方式が有効である。

2. 多段自動変調方式においても、最終段の長さの空洞を複数個連結することは変調度を増すために有効である。

同長の空洞の複数段化では、空洞間相互作用により、変調周波数の複数化が起こる。この空洞間相互作用は、空洞ギャップ部での減速位相時の反射電子に起因するものと考えられる。空洞間距離の調整、反射電子の除去等の工夫で変調周波数の複数化を押さえられる可能性はある。

3. 自動変調においては、ギャップ部での減速位相時の反射電子により、エネルギー変調に同期した電流変調が起きる。この結果、高エネルギー部での電流値は大きく、低エネルギー部での電流値は小さい。

この現象は、当研究のように比較的低エネルギーの ( $low \beta$ ) IREB を用い、減速位相時にギャップ部での空間電荷制限電流値に近づく事が原因である。

4. 自動変調された IREB を用いて、ビームの変調周期に対応した繰り返し電磁波放射が可能である。

この電磁波放射機構が超放射機構であると断定するには至らなかった。しかし、変調された半周期分のビーム長と同程度の共鳴領域長からの電磁波放射であり、超放射の実験条件を満たしたものである。超放射現象が起きていることを確認するには、更に、発生電磁波出力へのビーム電流依存性等を検証する必要がある。

1 GW を越える大強度電磁波源の問題点として、大強度化に伴う強い電場による装置内での絶縁破壊が挙げられる。これに対処する一手段として、電磁波出力の短パルス化が考えられる。その点で、超放射機構は、本質的にパルスの現象であり、従来の機構に比べ効率も良く、今後の研究の進展が期待されている。本研究で、非常に簡便な装置で変調を起こした IREB が生成できることが検証され、超放射のエネルギー源としての超短パルス電子ビーム列が生成できる可能性が開けた。更に、これを用いて超放射機構を断続的に繰り返す事にも期待が持てる結果が得られた。

同軸円筒空洞を用いた低エネルギー IREB の自動変調に関しては、ギャップ部での電子の反射の問題が明らかになり、この問題を解決するか、有効に利用する手段を講じる必要がある。この問題の解明はおそらく自動加速の効果にも大きな結果をもたらすものと考えられる。

超放射に関しては、近年、ビームの波形の時間的変化を制御することで格段の電磁波発生効率の上昇が起こりうる事が理論的に提案されている。低エネルギーの IREB は空洞との相互作用の効果が大きく、これを波形整形に役立てることは考えられる。今後、超放射の特徴を活かし、応用可能な大強度電磁波源として研究を進めていきたい。



## 参考文献

- [1] A. Septier (edited), Applied Charged Optics (Academic Press, 1983).
- [2] K. Kamada, D. Hasegawa, H. Igarashi, T. Kusunoki, C.Y. Lee, H. Koguchi, R. Ando and M. Masuzaki, Proc. 11th International Conf. on High-Power Particle Beams, Vol. 1, pp. 351-354, 1996.
- [3] D. Hasegawa, K. Kamada, K. Shimizu, R. Ando and M. Masuzaki, IEEE trans. Plasma Sci., Vol. 28, pp1648-1652, 2000.
- [4] D. Hasegawa, K. Kamada, A. Kuraku, R. Ando and M. Masuzaki, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 40, pp. 944-948, 2001.
- [5] S. Fujia, T. Fujita, T. Mizuno, T. Ohshima, M. Kawai, H. Saito, S. Kuroki, K. Koshiji, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, Accel.Spectrom. Detect. Assoc. Equip., 475, 281, (2001).
- [6] Li Dazhi, K. Imasaki, Wu Gang, Li Yonggui and Xie Jialin, Int. J. Infrared Millim. Waves, 23, 867, (2002).
- [7] G. A. Mesyats, V. G. Shpak, S. A. Shunailov and M. I. Yalandin, Proc. SPIE Int. Symp. Intense Microwave Pulses 2154, 262, (1994).
- [8] V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, M. I. Yalandin, I. V. Pegel and V. P. Tarakanov, Proc. 11th Int. Conf. High Power Particle Beams, 913, (1996).
- [9] 小椋一夫, 湯上登, 鎌田啓一, 東口武史, 講座「プラズマ利用ミリ波・サブミリ波帯パルス電磁波放射入門」, プラズマ・核融合学会誌, 2,3,4月号, 2003.
- [10] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, Sov. Tech Phys. Lett., vol. 15, pp. 573-574, 1989.
- [11] N. S. Ginzburg, Y. V. Novozhilova, A. S. Sergeev, Sov. Tech. Phys., vol. 64, No. 8, pp. 83-95, 1994.
- [12] N. S. Ginzburg, I. V. Konoplev, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, vol. 375, No. 1-3, pp. 553-557, 1996.
- [13] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, I. V. Konoplev, A. D. R. Phelps, A. W. Cross, S. J. Cooke, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov and M. R. Ulmaskulov, Phys. Rev. Lett., vol. 78, no. 12, pp. 2365-2368, 1997.
- [14] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, Sov. Tech. Phys. Lett., vol. 25, No. 4, pp. 296-299, 1999.
- [15] N. S. Ginzburg, N. Y. Novozhilova, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, N. Y. Peskov, A. D. R. Phelps, S. M. Wiggins, A. W. Cross, K. Ronald, W. He, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, V. P. Tarakanov, Phys. Rev. E, vol. 60, No. 3, pp. 3297-3304, 1999.
- [16] S. M. Wiggins, D. A. Jaroszynsky, B. W. J. McNeil, G. R. M. Robb, P. Alitken, A.

- D. R. Phelps, A. W. Cross, K. Ronald, N. S. Ginzburg, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov and M. R. Ulmaskulov, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no. 11, pp. 2393–2396, 2000.
- [17] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* vol. 93, p. 99, 1954.
- [18] L. N. Kazanskii, A. V. Kisletsov and A. N. Lebedev, *At. Energ.*, vol. 30, no. 1, pp. 30–34, 1971.
- [19] I. A. Grishaev and A. M. Shenderovich, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, vol. 17, no. 11, pp. 1871–1873, 1973.
- [20] M. Friedman, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 31, no. 18, pp. 1107–1110, 1973.
- [21] M. Friedman, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, no. 5, pp. 419–421, 1982.
- [22] M. Friedman, *Appl. Phys. Lett.*, 41, 419, (1982).
- [23] M. Friedmn, V. Serlin, A. Drobot and L. Seftor, *J. A ppl. Phys.*, vol. 56, pp. 2459–2474, 1984.
- [24] H. H. Seliger, *Phys. Rev.*, vol. 100, no. 15, pp. 1029–1037, 1955.
- [25] V. P. Tarakanov, *Users Manual for Code KARAT ver. 7.09*, (1999).