

静岡大学博士論文

超高速光計測用ストリーク管の  
開発に関する研究

2002年2月

大学院電子科学研究科  
電子応用工学専攻

木下勝之

# 概要

---

本論文は超高速光計測用ストリーク管の全般にわたる開発に関するものである。

最初に、最も重要な特性であるストリーク管の時間分解能の限界を独自の方法で解析し、これを基に、新しい電子レンズ系や動作方式を用いて、単発掃引で 180fs、シンクロスキャンで 660fs という世界最高の時間分解能を達成した。また、フェムト秒領域での光強度依存時間広がりについて、初めて過渡状態での解析を行い、それが空間電荷効果によるものであることを明らかにし、それを改善した。

次いで、同時多チャンネル計測等で要求される掃引に垂直な空間方向の情報容量を増すため大口径化をはかり、収差の少ない静電集束レンズを考案・適用することにより周辺まで高解像度・低歪みの特性を得た。さらに、電磁集束型にすることで、従来より 2 桁以上大きい  $10^5$  以上のダイナミック (D) レンジを達成した。計測精度の向上に関しては、マイクロチャンネルプレート (MCP) の増倍揺らぎ等による雑音について解析し、管の構成方式やその各要素との関連を明らかにするとともに、その改善の方向を示した。また、高電圧、高電界、高周波偏向電圧等によるバックグラウンドノイズの大幅な改善や、隣接領域間のクロストークの低減により計測デバイスとしての完成度を高めた。さらに操作性を向上するために MCP を内蔵した世界最小の高感度ストリーク管を開発した。感度の向上に関しては、MCP を複数枚用いることにより、ピコ秒域での単一光電子検出を可能にし、また感度領域を可視光から赤外線、軟 X 線等の不可視光領域に広げた。

最後に、新しい動作方式として、長楕円掃引を行うシンクロスキャン、安価で、 $10^5$  以上の D レンジの得られるサンプリング、独自の動作原理の時間分解イメージング等の試作研究を行い、従来にない優れた機能を持つ管を開発した。

# Abstract

---

This thesis is on the whole development of the streak tubes for ultra-fast light measurement. Firstly, the limit of time resolution which is the most important characteristics was analyzed by the original method. Based on these results, the best time resolution in the world of 180fs in a single shot mode and 660fs in a synchroscan mode was attained using the new electron lens system and the new operating method. Also, the time spread in femtosecond region depending on the light intensity was analyzed in the transient state for the first time. It was clarified that the spread was caused by a space charge effect and it was improved. Then, the photocathode useful length was enlarged in order to increase the capacity along the spatial direction perpendicular to the time axis for multi-channel measurement, time resolved spectroscopy etc. High spatial resolution and low distortion over the useful length were obtained using the low distortion electrostatic focusing lens. Moreover, the dynamic range (D-range) wider than  $10^5$  was attained using the electromagnetic focusing lens instead of the above lens. Next, the noise characteristics on the fluctuation in the electron multiplication of a microchannel plate (MCP) and so on were analyzed. The relation between the noise characteristics and the method composing the tube system, the tube elements etc. was clarified and the methods to improve S/N were shown. Also, the removal of the background noise due to high voltage, high electric field, high frequency deflection voltage etc, and the decrease of the cross talk between the neighbor channels raised the quality as the measurement device. In order to make the streak camera system easy to operate, a high sensitive streak tube incorporating the MCP was developed. It produced the smallest streak tube system in the world without an image intensifier. The use of the cascaded MCPs into the tube enabled to detect single photoelectron in picosecond region. The sensitive area was extended from visible to infrared and soft X ray. Lastly, the new operating methods such as synchroscan with long elliptical sweep, sampling with cheap price and wide D-range, the time resolved imaging with the unique operating principle etc. were studied and they resulted in the development of the tubes which had new useful functions.

# 目次

第1章 序論	1
1.1 背景	1
1.1.1 超高速測光の歴史	1
1.1.2 各種超高速測光方式について	2
1.1.3 光電子ビーム掃引（ストリーク管・カメラ）方式の特長	11
1.2 本研究の目的	13
1.3 本論文の構成	13
第2章 ストリーク管の動作原理	16
2.1 ストリーク管の構造と基本動作	16
2.2 各種動作方式	17
2.2.1 単発掃引方式	17
2.2.2 シンクロスキャン方式	17
2.2.3 楕円掃引方式	18
2.2.4 二時間軸掃引方式	18
2.2.5 サンプリングストリーク方式	18
2.3 ストリーク管に要求される諸特性	19
2.3.1 時間分解能	19
2.3.2 空間位置情報特性	20
2.3.3 信号/雑音特性	20
2.3.4 感度特性	20
2.3.5 ダイナミックレンジ	20
第3章 時間分解能の解析と向上	22
3.1 時間分解能の理論的解析	23
3.1.1 従来の時間分解能の解析・評価	23
3.1.2 新しい方法による 2ps ストリーク管の時間分解能の解析	28
3.2 時間分解能の向上対策	40
3.2.1 光電子の走行時間広がり $\Delta t_{KD}$ の低減	40
3.2.2 フォーカスモードにおける出力蛍光面上の静止線状像の線幅 $W_F$ に起因する時間広がり $\Delta t_F$ の低減	45
3.2.3 偏向場端効果と光電子ビームの掃引方向の幅に起因する時間広がり $\Delta t_D$ の低減	48

3.2.4	管および動作の主要パラメーターと時間分解能の関連	50
3.3	各種高時間分解能ストリーク管	52
3.3.1	2ps ストリーク管	52
3.3.2	500fs ストリーク管	56
3.3.3	200fs ストリーク管	62
3.3.4	50fs ストリーク管の構想	69
3.3.5	フェムト秒シンクロスキャンストリーク管	75
3.4	光強度依存時間広がり	80
3.4.1	空間電荷効果の解析方法	81
3.4.2	解析結果と考察	84
3.4.3	解析結果のまとめ	91
3.4.4	光強度依存時間広がり対策	91
第4章	空間方向特性	97
4.1	大口徑ストリーク管	98
4.1.1	設計	98
4.1.2	試作管の構造と動作電圧	99
4.1.3	静特性	101
4.1.4	動特性	105
4.2	高空間分解能・高ダイナミックレンジストリーク管	110
4.2.1	光強度依存時間広がり対策と設計	110
4.2.2	試作管の構造と動作条件	112
4.2.3	静特性	112
4.2.4	動特性	113
4.3	空間方向依存時間歪の改善	115
4.3.1	歪対策と設計	115
4.3.2	実験結果	119
第5章	ストリーク管の雑音特性	121
5.1	雑音指数	121
5.1.1	理論的検討	123
5.1.2	実験結果	129
5.1.3	両方式の得失についての検討	134
5.2	バックグラウンドノイズの発生とその低減対策	135
5.2.1	高電圧印加による BG ノイズの発生とその低減対策	135

5.2.2	光電面の暗電流や電極内面に付着された光電面の暗電流、迷光電子放出による BG ノイズの発生とその低減対策	137
5.2.3	光電子ビームの電極や管壁への衝突による BG ノイズ発生とその低減対策	139
5.2.4	光電面の透過光による BG ノイズの発生とその低減対策	141
5.2.5	ゲート電圧を利用した BG ノイズの低減対策	142
5.2.6	シンクロスキャン管におけるマルチパクタリング放電による BG ノイズ発生とその防止対策	143
5.3	クロストーク特性	149
5.3.1	C1587 ストリークカメラの LSF とその測定法	150
5.3.2	クロストーク発生のメカニズムとその改善	152
第6章	高感度化および不可視領域への感度の拡張	161
6.1	MCP 内蔵小型ストリーク管	161
6.1.1	内蔵 MCP の特性	162
6.1.2	管の目標仕様	165
6.1.3	管の設計および試作	166
6.1.4	静特性	170
6.1.5	時間分解能の理論的検討	171
6.1.6	時間分解能の測定	172
6.1.7	MCP 内蔵ストリーク管を用いたカメラ	175
6.1.8	MCP 内蔵ストリーク管の特長	176
6.2	フォトンカウンティングストリーク管	179
6.2.1	二次元微弱光検出管	179
6.2.2	二次元微弱光検出管製作技術のストリーク管への適用	190
6.3	不可視領域への感度の拡張	190
6.3.1	赤外線用シンクロスキャンストリーク管	191
6.3.2	軟 X 線用ストリーク管	193
6.3.3	中性子ストリーク管	198
第7章	新しい動作方式の測光管	207
7.1	MCP 内蔵小型シンクロスキャンストリーク管	207
7.1.1	設計および試作管の構造	208
7.1.2	試作管の動特性	212
7.1.3	楕円掃引ストリーク管	213
7.2	超低掃引電圧ストリーク管	214

7.3 サンプリングストリーク管	218
7.4 フレーミング管	220
7.4.1 MCP ゲートフレーミング管	220
7.4.2 高繰り返しシャッター管	226
第8章 結論	237
付録	243
謝辞	247
研究発表目録	249

# 第1章 序論

この章では、まず本研究の背景である超高速測光の歴史および各種の超高速測光方式の現状について概観し、それを基に、本研究の主題であるストリーク管を用いた測光方式の特長を述べる。次に本研究の目的と本論文の構成を述べる。

## 1.1 背景

### 1.1.1 超高速測光の歴史

近代における短い時間の計測は、1580年のガリレオの「振り子の等時性の解明」を行った秒オーダーの測定に始まると考えられる。より短い時間の計測への進展は、19世紀の産業革命の時代に入ってからであり、今日行われている超高速測光の多くの基本的な概念が考案され、具体化されていった。

本研究の主体をなす電子式ストリーク法の前身といえる機械式掃引を用いる回転ミラー・ストリーク法 (1.1.2(1) 参照) は、1834年に Wheatstone により考案された<sup>1)</sup>。これにより、ある種の放電の持続時間が  $1\mu\text{s}$  以内であることが見出され、蛍光や燐光の研究にも使用された。同様の装置で、Foucault は 1862年に光速の測定に成功した<sup>2)</sup>。

それと時期を同じくして、マイクロ秒のスパーク放電が 1834年には技術的に可能になり<sup>1)</sup>、これを用いて 19 世後半には有名な疾走する馬の連続瞬間写真が撮られている<sup>3)</sup>。これは、今日のピコ秒の時間分解能で現象を捉えることの出来る probe and photolysis の前身ともいえる。さらに 1860年代には、Topler は、第1のスパーク放電によって生じた音波の波形を、その放電から電気的に任意時間遅延させて発生させた第2のスパーク放電の発光を用いたシュリーレン撮影により捉えた<sup>4)</sup>。これは、今日のフェムト秒までの時間分解を可能としているポンプ&プローブ法 (1.1.2(2)参照) と基本原理は同じである。1900年代半ばには、Porter により短パルス、高輝度のハイパワーフラッシュランプが開発され<sup>5)</sup>、それを高速の光化学反応における中間生成物であるフリーラジカル等の生成および検出用のプローブに用いた研究が行われるようになった。

また、ゲートによる時間分解としては、1899年に、今日のピコ秒光ゲートの前身であるカー効果を用いた電気ゲート (1.1.2(2)参照) が、Abraham と Lemoine により行われた<sup>6)</sup>。これは、その後、色素分子の蛍光寿命測定に用いられ、1958年にはその時間分解能は  $1\text{ns}$  にまで達した<sup>7)</sup>。

しかしながら、高速なエレクトロニクス技術が発展していたにもかかわらず、光の計測の分野においては、時間分解能はナノ秒程度にとどまっていた。その状況を、一気にピコ秒の世界に進展させたのは、やはり 1960年のレーザーの出現であるといえる。ルビーレーザーの画期的な発明からわずか5年後には、受動モード同期 Nd ガラスレーザーによりピコ秒光パルス発生が可能となった<sup>8)</sup>。これにより、ピコ秒の光パルスを用いたポンプ&プローブ計測<sup>9)</sup>が可能になり、さらに、光スイッチによる高速電気パルス発生技術

なども実現化された。すなわち、ピコ秒パルスの発生は同時に、ピコ秒の時間分解能を有する光検出器を必要不可欠な装置とし、次節に述べるさまざまな手法の開発に至らしめた。

本研究の主題であるストリーク管・カメラは、その起源は1949年頃であるが<sup>10)</sup>、ピコ秒レーザーの出現により、ピコ秒域の光現象を計測できる強力な道具として急速に発展を遂げ、その時間分解能は現在では200fsに達している<sup>11)</sup>。

一方で、こうした光源や検出器そのものの開発と同時に、周辺技術の進歩による多大な計測法への寄与も忘れてはならない。

本研究を開始した1974年当時の周辺技術を、現在の超高速測光技術と比較してみれば、心臓部である光検出デバイスそのものだけでなく、その周辺技術もまた大きく進歩している。

例えば、当時は得られたさまざまな画像情報は、一旦写真フィルムに記録され、これを現像・焼き付けして初めてデータを確認することができていた。それに対し、現在は、高感度なTVカメラ/CCDカメラなどの画像取り込み機器にて電氣的に画像を読み取り、これを安価なパソコンに転送し、さまざま画像処理ソフトを用いて、必要とする画像情報を高速に得ることが可能となっている。これにより、1回の実験によるデータの取得のための計測時間が大幅な短縮され、画像データのリアルタイム計測も可能である。

さらに、さまざまな画像処理手法を用いることで、計測精度の向上が計られ、その膨大なデータを大容量のメモリー機構に瞬時保存することも可能となっている。

こういった超高速時間分解計測技術の進展により、多くの発光現象のダイナミクスが解明され、それが、基礎科学の分野のみならず、産業界に応用されて、さまざまな分野の発展のきっかけを作っている。さらに、21世紀には、日本が当面の課題としているエネルギー問題にしても、レーザ核融合などの新たな代替エネルギー発生装置の開発のためには、超高速な発光現象の多次元からの解析が不可欠である。

### 1.1.2 各種超高速測光方式について

超高速光現象の計測技術については、多くの著作においてさまざまな分類、解説がなされているが、ここでは、「ストリーク法」との対比の視点から分類し、それぞれについて概観する。

#### (1) 掃引方式

被計測光の時間的な強度プロファイルを観測するために、その現象を観測しながら、なんらかの流し撮りを行い、その時間的な強度変化を空間に展開する方法を掃引という。例えば、発光体に向けてシャッターを開けたカメラを、発光と同時に横にずらすと、フィルム上には、発光体の時間的な強度変化が、空間的な強度変化として記録されるとい

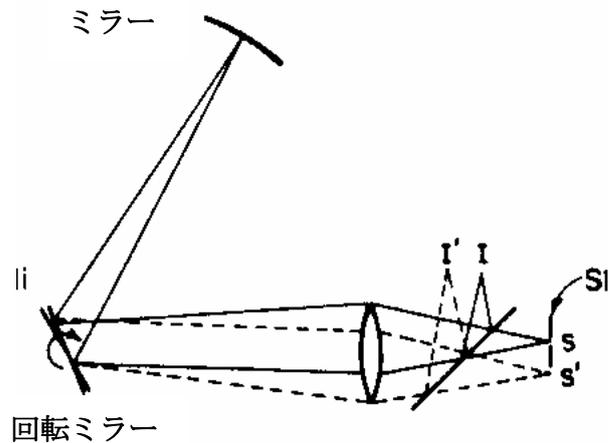


図 1-1 回転ミラーストローク法

う技法である。その「ずらす」といった行為を、高速にかつ安定におこなうために、さまざまな方法が取られている。

a. 機械的な手法による掃引方式

すでに前節の歴史のなかで述べたように、光現象を機械式の回転ミラー・ストローク法<sup>1)</sup>にて解析する手法である。モーターに取り付けた鏡に、上記の「ずらす」役目をさせるのである。図 1-1 に示すように、光像を光学レンズと軸回転可能なミラーを介して写真乾板上に点または線状に結像し、ミラーを高速に回転することでその像を回転方向に掃引し、光の強度の時間変化を記録する。軽量で変形しにくい Be 製の回転ミラーをガスタービンで高速回転するものでは、1 万回転/秒、時間分解能 10ns を切るものまである<sup>12,13)</sup>。フィルムに記録するので時間方向や空間方向（掃引に垂直な方向）の情報について記録容量を大きく取れる利点があり、現在でも使用されている。また、フィルムの直前に複数個の結像レンズを円周に沿って配列して、イメージの高速コマ撮りが行われている<sup>13)</sup>。

b. 検出器—ブラウン管オシロスコープ結合方式

一方、こうした掃引を電気的に行っているものの代表がブラウン管オシロスコープである。研究者によっては、この手法を掃引法として分類しない場合があるが、ここでは、電子の偏向による動作は、掃引に対応すると考えている。

高速応答を有する光電変換光検出器に入射した光現象の時間波形は、検出器内にて同様な時間波形を有する電気信号に変換され、その出力を電気的に増幅した後、高速のブラウン管の垂直偏向板に印加する。それと同時に、前記の垂直偏向板に直交する水平偏向板に斜状掃引電圧を印加し、電子銃から連続発生する電子ビームを掃引して時

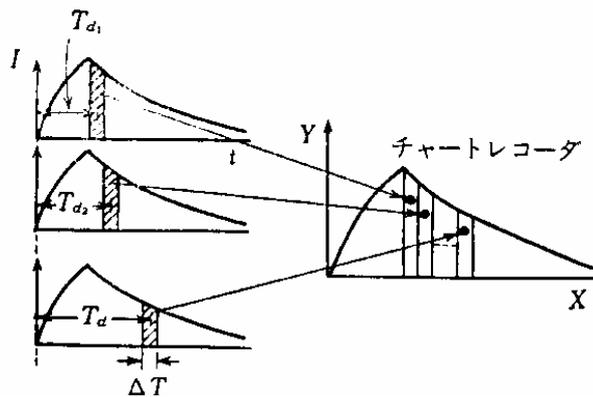


図 1-2 アナログサンプリング方式<sup>19)</sup>

間波形を空間的な輝度-時間波形画像として得る。ここで、用いる検出器としては、固体光検出素子や光電管、光電子増倍管などがある。時間分解能は検出器の時間応答特性や信号増幅器の応答特性、さらには、ブラウン管の垂直、水平偏向板の浮遊容量などにより決まる時間応答特性により制限され、現在でも 100ps 程度が限界である<sup>14)</sup>。

### c. 光電子ビーム掃引方式

本研究の主題であるストリーク管を用いたものである<sup>10,15-17)</sup>。光電面にて直接光パルスを電子パルスのレプリカに変換した後、それを偏向板に光パルスの入射タイミングに同期した高速斜状電圧を印加、掃引して、その時間変化を出力蛍光面上の輝度分布として得る手法である。100fs 以内といわれる光電面の時間応答特性<sup>18)</sup>と、光電子流の高速掃引を組み合わせることにより、増幅回路の帯域などに制限されない数 100fs に至る高い時間分解能が得られる<sup>11)</sup>。この方式の構成、動作については第 2 章に詳述するのでそれを参照されたい。また、この特長については、1.1.3 で他の方法と比較して示す。

### (2) サンプリング方式

上記の掃引方式は、被計測光の連続した時間波形を、計測装置にて流し撮りすることで、一挙に計測してしまう方法であった。これに対し、同じ光現象が繰り返し発生している場合には、図 1-2 に示すように、光現象の繰り返し周期に同期させてサンプリング・パルスを発生させ、それをを用いて波形の一部からデータをサンプル計測し、かつそのサンプルする位相を順次変えていくことにより全体の波形を求めるサンプリング方式がある。本方式の時間分解能は、サンプリングパルス幅にて決定されるため、いかに時間幅の狭いパルスを発生できるかが鍵である。また、同一位相において繰り返しサンプリングし、そのデータを積算すれば、任意の時間領域における SN 比を向上できる。

この方式では、計測システムのどこでどうサンプリングを行うかによって、各要素に要求される応答特性が異なってくる。そういった概念に基づき、以下のように分類、

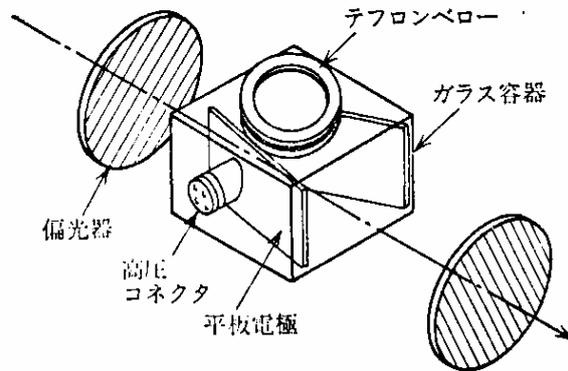


図 1-3 電気光学的高速シャッターによるサンプリング<sup>19)</sup>

記述する。

a. 被計測光そのものを光学的にサンプリングする方式

被計測光そのものに対して直接サンプリング操作を行う場合で、その操作には光カー効果を用いる。カー効果を起こすための外部電界の発生法としては、電氣的に高電圧パルスが発生する方法<sup>6)</sup>と、高強度の光パルスの有する瞬時電界を用いる方法<sup>20)</sup>がある。

始めに、電氣的な高電圧パルスを用いた装置の構成を図 1-3 に示す。光カーシャッターは、クロスニコルに配置した 1 対の光学的偏光板の間に非線形光学応答特性の優れた有機溶媒（例えば  $\text{CS}_2$  等）の入ったセルをはさんだものと、これに電圧を印加する電源および電極板からなる。溶媒に、被計測光に同期して数 kV の高電圧パルスを印加することにより、有機溶媒における光の偏光面伝搬特性が変化し、溶媒を伝搬している光の偏光面が回転し、クロスニコルに配置した後ろの偏光板を通過する成分を発生する。その通過した光強度を、電圧パルスを印加するタイミングを関数として測定することで、光の強度波形を得ることが可能となる。その際の時間分解能は、電圧パルス幅（あるいはゲート時間ともいう）と、溶媒の非線形応答時間の両者によって決定される。ここで、サンプリングされたあとの光の検出のためには、ゆっくりと応答する装置でよく、高感度でかつ低雑音である必要はあるものの、検出器や出力増幅器そのものは、高速応答の必要が無いというメリットがある。

$\text{CS}_2$  等の有機溶媒の非線形応答速度はフェムト秒オーダーであるために、光カーシャッターによる単発計測におけるゲート時間は、数 ps まで可能となっている。しかしながら、繰り返し現象におけるサンプリングを行う際には、高電圧パルス発生時のジッターが大きく、実際の時間分解能は数 ns にまで劣化してしまうという問題がある。また、偏光板におけるゲート ON/OFF 時の消光比が 100 対 1 程度と悪く、かつゲート ON のときの透過率が低いこと、高電圧パルス発生に伴う誘導雑音が計測精度を低くする等で広くは

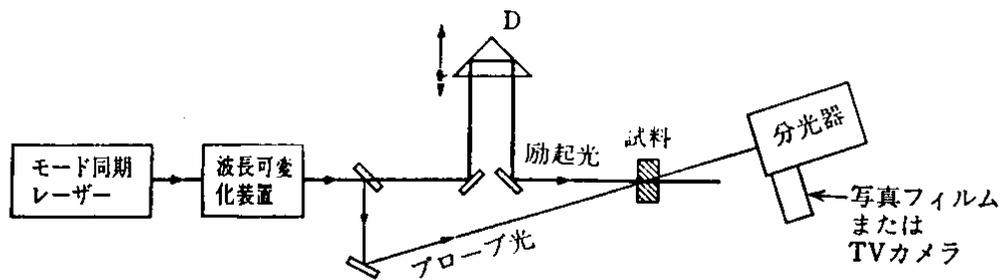


図 1-4 Pump and Probe 法による過渡吸収の時間変化測定<sup>19)</sup>

使われていないのが現状である。

これに対し、高強度の光を用いて光カー効果を生じ、それを用いて光パルスのサンプリングを行う方法は、高強度のフェムト秒レーザーの発展に伴い急速に使われている。装置の構成は上記の電気的手法と全く同じであるが、高強度光パルスを観測したい光現象に同期して、入射させて光カー効果を生じさせる点が異なる。これを用いて Dugay らは、1964年にピコ秒レーザーパルスのミルク内の伝搬を、時間分解画像計測している<sup>21)</sup>。

この光パルスによる光カーシャッター法と概念を同じくし、フェムト秒領域の試料の過渡的な光吸収や反射等を捉えるのに力を発揮している Pump and Probe 法がある<sup>9)</sup>。図 1-4 に示すように、超短パルスレーザー光をハーフミラーにより励起光とプローブ光に分岐して、光路差により後者を遅延させて試料に入射させる。

例えば、励起後の過渡吸収の連続的な時間変化は、励起パルスに対するプローブ光の遅延時間を変化しながら励起と試料透過光の測定を繰り返せば得られる。その際、分光器—写真フィルムあるいは TV カメラと組み合わせれば、それらの分光スペクトルの時間変化も取得できる。

この方法では、本質的に電子回路などのジッターは無く、時間分解能はレーザーのパルス幅と光ビームの厚みに起因する光走行時間広がりにより決まり、数 10 フェムト秒の時間分解能を容易に得ることが出来る。その際、精度を高めるには、レーザー出力の安定化が重要である。

#### b. 検出器内部で信号電流をサンプリングする方式

被計測光を直接サンプリングするのではなく、一旦光電変換を行ってから、検出器内部でサンプリング操作を行うものである。つまり、光電変換した後の電子流に対して、なんらかのゲート動作を行うことで、任意の時間における電子のみを後段に伝送し、そこでゆっくりとした電子検出系にて検出解析する手法である。上記の光による手法におけるメリットと同様な利点がある。つまり、この方法では、検出器出力の電気信号処理系には高感度狭帯域の回路を使用でき、測光回路部が簡単で誘導雑音が少なく高 SN 比が得

られるメリットがある。

本手法では、もっぱら、外部光電効果を利用した電子管が用いられる。具体的なサンプリング操作としては、通常の光電子増倍管では電子増倍部であるダイノード間に、MCPを用いた PMT では光電面-MCP 間に設けたゲート電極にサンプリング時間に対応したパルス電圧を印加して、光電子ビームをゲートすることにより行われる。時間分解能は、ゲート用パルス電圧のパルス幅、および管内の光電子群の走行時間広がり等により制限され、1~2ns の時間分解能が得られている<sup>22)</sup>。また、出力を蛍光面にした近接型イメージ管では、100ps を切る高速シャッター撮像ができる<sup>23)</sup>。

他に、ストリーク管を用いて光電子ビームを掃引して、出力掃引位置に設けた開口で所定の時間に対応するビームをサンプリングし、検出する方式も考案され<sup>24)</sup>、こちらは最短 15ps 程度の時間分解能が得られている (2.2.5、7.3 参照)。

#### c. 検出器出力をサンプリングする方式

検出器にて光電変換された信号を取り出した後に、外部回路にて電氣的にサンプリング処理を行う手法である。外部に接続する装置の特性によって、出力波形のアナログ的な処理または単一光子カウンティングによるデジタル的な処理を行う場合がある。

#### アナログ出力サンプリング法

光検出器とアナログ的なサンプリング・オシロスコープを結合する方法である。検出器からの出力を、直接または、広帯域増幅器を通した後で、電氣的にサンプリングする。検出器から増幅器まですべて必要な時間分解能を満足できる応答速度が要求され、また、微弱光計測の場合、広帯域増幅器が励起用パルス放電時の高速な外部誘導雑音を拾い易い問題がある。テクトロニクス社のアナログ・サンプリング・オシロスコープ (S-2 型サンプリング・ヘッドを使用) の場合には、最短 25ps のサンプリング電気パルスにより、立ち上がり時間 75ps 以下の計測が可能とされている。ここで用いられる検出器としては、光電子増倍管、高速バイプラナー光電管、固体検出器等が用いられる。高速の MSM (金属-半導体-金属接合) 素子を用いた場合、10~20ps の立ち上がり波形計測が達成されている<sup>25)</sup>。ただし、超高速の固体素子は、浮遊容量を小さくする必要のあることから、有効検出面が小さいという欠点がある。

#### 光子カウンティング・サンプリング法<sup>19)</sup>

光電子増倍管に十分な電圧を印加して、光子計数モードで用いる。外部に取り出した信号に対して、あるサンプリング時間内にきた単一光子計数出力を電氣的に計数し、そのサンプリングのタイミングを被計測光パルスに対して少しづつずらして計数することで、その時間的なプロファイルを得ることができる。微弱光領域における光子計数モードは出力がデジタル処理が可能であるため、検出器の暗電流、増幅器の雑音やドリフトの影響を除去するのにきわめて有効である。しかし、1光子の出力パルスを

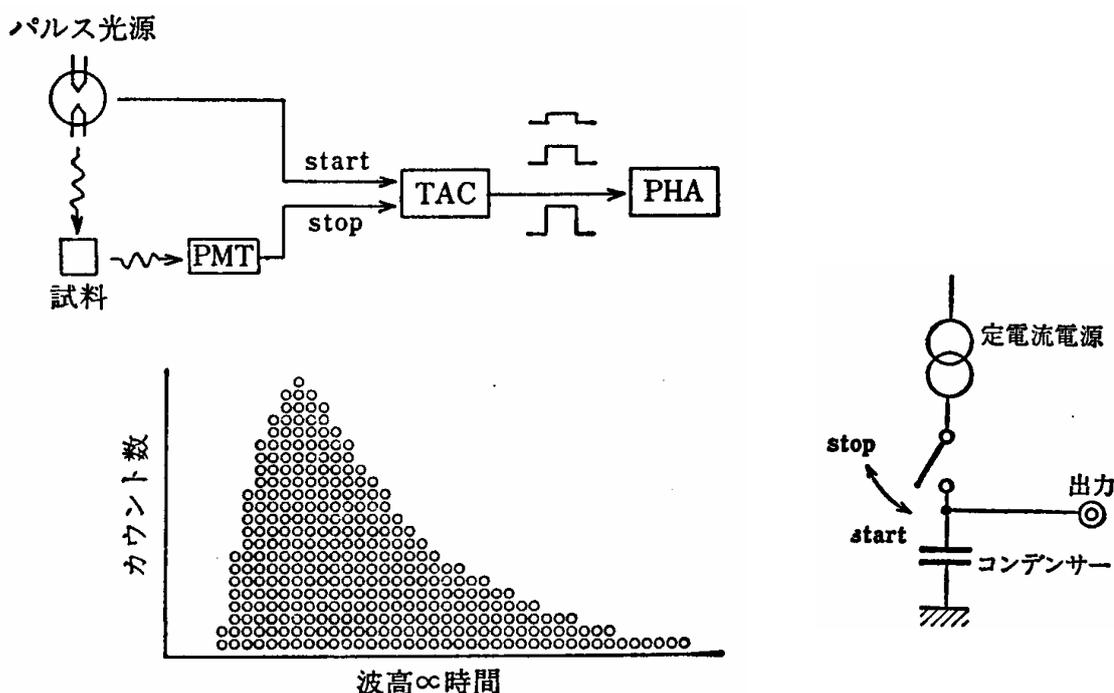


図 1-5 単一光子計数法の構成と動作<sup>26)</sup>

暗電流パルスや、管内イオンによる雑音等と区別するための波高弁別器が 5ns 程度の不感時間を持つので、それによりサンプリング時間内での最大計数可能な光子数が制限される。また、本質的に光が時間的にポアソン分布を持つので pile-up 効果により、光強度が大きい場合は計数誤差が大きくなる。許容誤差 5% としても、平均計数率は  $10^7$  cps であり、これは平均 100ns に 1 光電子が発生することに相当する。この状態で時間幅の狭いサンプリングを行った場合、必要な SN 比を達成するのは困難である。このため、光子計数モードで高い時間分解能を必要とする時は、一般には、次に示す遅延一致サンプリング手法が用いられる。

#### 遅延一致法 (単一光子計数法)<sup>26)</sup>

本手法は、パルス光により試料を励起して生じる蛍光の寿命の計測によく使われる。光検出器としては高感度かつ低暗電流の光電子増倍管が光子計数モードで用いられ、1 回のパルス光照射では、たかだか 1 光子しか検出しないような光レベルでの動作を行う。

装置の構成を図 1-5 に示す。本装置の主要な装置としては、パルスレーザー光源と TAC (time-to-amplitude converter) が必要である。パルス光の照射に同期した電氣的な start パルス信号を用いて TAC をスタートさせる。すると、TAC 内部では、図に示すコンデンサーが定電流源により充電され始める。次に、発光源にて発生した光子が光電子増倍管に入射し光子を検出すると、十分に増幅された信号出力が得られ、これを TAC の stop

入力に接続する。Stop パルスが入力されると、コンデンサーの充電が停止される。ここで、コンデンサーの両端出力電圧は、充電時間つまりパルス光照射から 1 光子検出までの時間に比例する。多数回、励起、検出をくりかえし、それぞれの場合におけるコンデンサーからの出力電圧を波高分布分析器に入力することにより、パルス励起から光子検出するまでの時間のヒストグラムが形成される。グラフの横軸の出力電圧は、蛍光の任意の 1 光子が励起後、検出されるまでの時間に対応し、縦軸はその頻度であるので、この分布は蛍光寿命曲線に対応する。TAC の時間分解能は、コンデンサー両端に発生する電圧の読み取り精度で決まり、EG&G 社の 457 型 TAC を用いた場合、半値時間幅 10ps 程度の時間精度を達成可能である。

本手法では、蛍光の強度が非常に弱い場合には感度的には最も優れた方法といえるが、逆に光量が多い場合は減光する必要があり、計測効率が落ちるといった欠点がある。さらに、光電子増倍管中の電子ビーム走行時間広がり等のため 1 光子に対応する出力電圧パルスになまりが生じ、光子検出時刻の精度が制限される。このため計測できる最短の蛍光寿命は、通常の光電子増倍管で 100ps 程度、MCP を用いた高速 PMT では 20ps 程度である。また、計数率は波高分析器により制限され、最高  $10^5$  cps 程度である。

### (3) 相関法

被計測光と、参照となる時間幅の短い光パルスと同時に光学的に線形あるいは非線形応答する材料に入射することで、同時に入っている光の重なり強度に対応した光学応答を発生させ、その信号を解析することで、被計測光の時間的な挙動を解析する手法である。ここで、ふたつの光信号を用いて、それらの間の線形／非線形相関関数を計測するという意味において「相関法」と一般的に呼ばれている。

#### a. 非線形相関法

2 光子蛍光法<sup>27)</sup>と第 2 高調波発生による方法<sup>28)</sup>等があり、パルス幅やパルス間隔の測定が出来る。前者の構成を図 1-6 に示す。入射パルス光をビームスプリッターで二つ

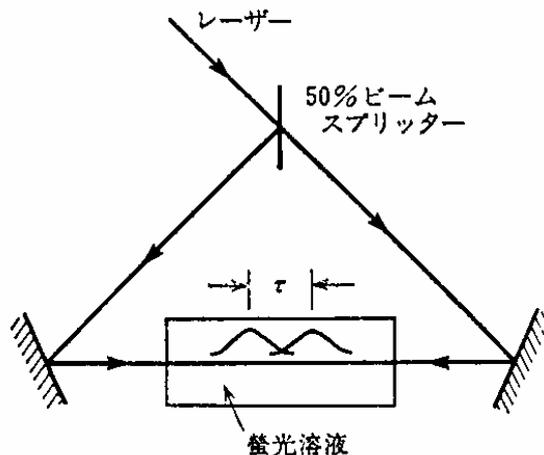


図 1-6 2 光子蛍光法<sup>19)</sup>

に分けて、それぞれのパルス光をミラーで反射させて互いに逆向きに進行させて、非線形効果を示す KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate) や非線形発光する有機溶媒などに入射させる。二つのパルスの重なったところの 2 光子吸収はより大きいので、蛍光もそれに比例して強くなる。ここで、二つの光パルスの強度が同じとし、対向する光ビーム上における各地点での二つのパルスの重なるときの位相差を  $\tau$  とすると、蛍光の出力強度  $I$  は、(1-1) 式で示される。

$$I(\tau) \propto \int I(t)^2 dt + 2 \int I(t)I(t+\tau) dt \quad (1-1)$$

また、二つのパルスが同じ位相で重なる二つのミラーの midpoint を原点  $z = 0$  とすれば、 $\tau = 2z/c$  の関係がある。ここで  $c$  は光速、 $z$  は光ビーム上における位置座標である。(1-1) 式で第 1 項は、各パルス光自身による 2 光子蛍光強度、第 2 項は、二つのパルス光の重なりによる蛍光強度を示す。

(1-1) 式からわかるように、この場合得られる蛍光分布は、光パルスの時間強度分布そのものでなく、2 次の相関波形であることに注意しなければならない。つまり、非線形相関法では、

- ① 光パルスの波形そのものは、測定できない。
- ② 正確なパルス幅は、波形が正確にわかっていないと求められない。

といった前提条件が存在することになる。

しかし、本法はパルス形状を仮定することにより簡単にフェムト秒に至る光パルス幅が評価でき、単発パルスも測定できることから広く用いられている。

#### b. 変調法<sup>29)</sup>

強度が正弦波状に変化する光で試料を励起すると、出てくる蛍光波形は同一周波数の正弦波だが、蛍光寿命に依存して波形が変化し、その振幅、位相が励起正弦波からずれる。発生した位相のずれを検出すれば蛍光寿命を求めることができる。直接時間波形は求めることはできないが、試料の蛍光寿命を比較的手軽に測定する方法である。励起がパルス光でないので、絶対照射光量も大きくでき、短時間で高精度の計測が出来る。しかしながら、蛍光寿命が 2 成分以上からなる場合は、蛍光減衰の解析が複雑になるという問題もある。測定可能な蛍光寿命は、照射光の周波数や検出器の応答速度によって制限され、数 10ps 程度の寿命まで計測できる。

### 1.1.3 光電子ビーム掃引（ストリーク管・カメラ）方式の特長

前節に述べた各種超高速測光方式の主たる特性をまとめて、表 1-1 に示す。これらなどから、本研究の主題であるストリーク管を用いた方式の特長は、以下のように要約できる。

- ①100fs 以内といわれる光電面の時間応答特性と、光電子流の高速掃引を組み合わせることにより、時間－光強度の関係を直接法で、かつ数 ps から数 100fs オーダーの非常に高い時間分解能で求めることができる。
- ②光電子増倍機能を有するマイクロチャンネルプレートを用いることにより、単一光子におよぶ高い検出感度が得られる。
- ③ 入出力の直線性が良い。
- ④ 光電面上で掃引方向に垂直な方向に空間情報を持つ光を入力し、発生する光電子ビームを同時掃引することにより、時間、空間、光強度の 3 次元計測が可能である。  
(時間分解分光計測やマルチチャンネル同時時間分解計測が可能。)
- ⑤ 単発現象も観測できる。
- ⑥ 100MHz オーダーの高繰り返し現象に対しては、それに同期したシンクロスキャン動作を用いて、出力信号を積分することにより、微弱な光でも高 SN 比で計測できる。
- ⑦ ストリーク管の入力窓材と光電面の種類の選択により、近赤外線領域（～1.55  $\mu\text{m}$ ）から、真空紫外線さらには X 線領域での計測が可能である。

表 1-1 各種超高速測光方式の特性

	最高時間分解能	計測モード		感 度	分 光 感 度	空間方向 分解能 (多チャンネル計測)
		単 発	繰 返し			
ストリーク管・カメラ	200fs(単発) 660fs(シクロ)	○	○	単一光電子レベ ル	軟X線、紫外、可視、近赤 外	○
回転ミラー	～7ns	○	×	検出器依存	可視	○
検出器－ブラウン管	～100Ps	○	×	検出器依存	紫外、可視、赤外	×
光学サンプリンク (カー効果)	数 ns (電気シャッタ) 数 10fs (光シャッタ)	×	○	低	可視～近赤外	×
ポンプ &プローブ法	5fs	×	○	低	紫外、可視、近赤外	×
検出器内光電子 サンプリンク	1～2ns	×	○	単一光子レベル (PMT)	紫外、可視、近赤外	×
アナログ出力 サンプリンク	立ち上がり 75ps	×	○	中	紫外、可視、近赤外	×
光子カウンティング サンプリンク	数 100ns	×	○	単一光子レベル	紫外、可視、近赤外	×
遅延一致法	～20ps (MCP PMT)	×	○	単一光子レベル	紫外、可視、近赤外	×
非線形相関法	数 10fs	○	○	低	可視、近赤外	×
変調法	数 10ps	×	○	単一光子レベル	紫外、可視、近赤外	×

## 1.2 本研究の目的

超短パルスレーザーの出現により、超高速現象の研究分野が大きく拓かれ、ここではピコ秒～フェムト秒の光検出器が必要不可欠である。ストリーク管は、1.1.3 に記したような優れた特長を有することから、そのような光検出器として最適と考え、その研究を行った。

ここでは、ストリーク管に要求される諸特性を明確にするとともに、それらの解析と改善を図る。特に、管の性能を極限まで引き出すために、独自の電子レンズ系を提案し、設計・試作することにより、時間分解能をはじめとする諸特性に関して世界トップの性能を有する管の研究を目指す。

## 1.3 本論文の構成

本論文は8章と付録からなる。以下に本論文の各章の概要を述べる。

第1章は序論で、本研究の背景、目的と本論文の構成を述べる。

第2章では、ストリーク管の動作原理について述べる。まず、管の構造と基本動作について述べ、次に各種動作方式について述べる。さらに計測デバイスとして、管にどのような特性が要求されるかを示し、各章に示される研究の持つ意味や必要性を明らかにする。

第3章では、ストリーク管の最も重要な時間分解能の解析と向上について述べる。まず、ストリーク管の時間分解能を独自の方法で、電子軌道解析などにより従来より厳密に解析したこと、その結果、光電子の走行時間広がり、偏向場による時間広がりなどについて新しい知見を得ることができたことを示す。これらの成果を基に、独自の電子レンズ系や動作方式により、時間分解能の向上が可能なことを提案し、実際にそれらを採用したストリーク管を、設計・試作し、単発掃引動作で180fs、シンクロスキャン動作で660fsという世界最高の時間分解能を達成したことを述べる。

さらに、試作したフェムト秒ストリーク管の時間分解能の光強度依存時間広がりを空間電荷効果に起因すると考え、実験とコンピューターシミュレーションにより解析した。特にコンピューターシミュレーションに関しては、Langmuirの空間電荷則の成り立つ定常状態でなく、電子雲の形が刻々と変わっていく過渡状態で初めて解析を行った。その結果、この光強度依存時間広がり、空間電荷効果だけでほぼ説明できること、また、その改善には光電面から放出された光電子ビームを、加速電極により加速した直後に掃引する方式が有効であることがわかった。これらの解析方法、解析結果、改善対策についても述べる。

第4章では、ストリーク管の空間方向特性について述べる。管の出力面上で掃引方向（時間軸）に垂直な方向（空間方向）の被計測光の位置情報特性は保存されるので、同時多チャンネル計測や時間分解分光計測が可能である。まず、この空間方向の情報容量を増すための大口徑ストリーク管の試作において、紫外線領域用のUVガラスや

MgF<sub>2</sub> 窓も簡単に適用出来る平面型光電面でも、周辺まで高解像度・低歪みとなる電子レンズ系を考案し、実現できたことを述べる。次に、空間方向に依存した時間歪みが、光電面の空間方向の各点から放出された主軌道光電子の偏向電極までの走行時間の差により生じること、また、それが光電面を凹面にしてその曲率を最適化することにより改善できたことを示す。

第 5 章では、ストリーク管の雑音特性について述べる。まず、MCP 内蔵型ストリーク管と I. I. 結合型ストリーク管の雑音指数を理論および実験から求め、管の構成方式、各要素と雑音ならびに雑音指数との関連を明らかにする。さらに、両方式について比較し、雑音指数が I. I. ファイバー結合型ストリーク管、MCP 内蔵型ストリーク管、I. I. レンズ結合型ストリーク管の順に良いことや、雑音指数の改善の方向を示す。

次に、ストリーク管により得られるデータの信頼性を考慮する場合、特に問題となるバックグラウンドノイズ、クロストークについて、その発生要因を明らかにするとともに、その改善対策を行い、良好な結果を得たことを述べる。

第 6 章では、ストリーク管の高感度化および不可視光領域への感度の拡張について述べる。まず、従来のイメージインテンシファイヤー (I. I.) 結合型ストリーク管に対して、MCP を内蔵した高感度小型ストリーク管を試作し、I. I. を不要とし当時として世界最小のストリーク管の構成を可能にしたことを述べる。また、その特性の解析・評価を行い、前記両者を比較することにより、その得失を明確にする。

次に、MCP を複数枚用いることにより、フォトンカウンティング領域の撮像を可能とした。ここでは、光電面作成時のアルカリ金属蒸気による MCP の暗電流増加の問題があり、その対策を行うことにより、フォトンカウンティングストリーク管を実用化できたことを示す。

次に、ストリーク管の感度を軟 X 線、赤外線等の不可視光領域に広げるために行った管構造の工夫や、暗電流除去対策について述べる。

第 7 章では、前章までの特性の解析、改善を基に、新しい動作方式の超高速測光用イメージ管を考案・試作し、従来にない優れた機能を引き出すことができたことについて述べる。それらは、MCP 内蔵小型シンクロスキャンストリーク管、楕円掃引ストリーク管、超低掃引電圧ストリーク管、サンプリングストリーク管の他に、2 次元像の超高速時間分解ができる 2 種類のフレーミング管を含む。

第 8 章は結論で、本研究の総括を行うとともに、その成果の応用と今後の展望についても簡単に触れる。

付録では、本研究において、ストリーク管の時間分解能、空間分解能、ダイナミックレンジなど管の基本的な特性の解析や、新たに考案した電子光学系の具体的設計に用いたコンピューターシミュレーションによる電子軌道解析について説明する。

## 参考文献

- 1) C. Wheatstone: Phil. Trans., **1834**, p. 583
- 2) L. Foucault: Compt. Rend. **55**, p. 792 (1862)
- 3) E. Muybridge: Nature **19**, p. 517 (1878)
- 4) A. Topler: Ann. Physik und Chemie **131**, 33, p. 180 (1867)
- 5) G. Porter: Proc. Roy. Soc. (London) **A200**, p. 284 (1950)
- 6) H. Abraham, J. Lemoine: Compt. Rend. **129**, p. 206 (1899)
- 7) A. M. Zarem, F. R. Marshall, S. M. Hauser: Rev. Sci. Instr. **29**, p. 1041 (1958)
- 8) A. J. DeMaria, D. A. Stetser, H. Heynau: Appl. Phys. Lett. **8**, p. 174 (1966)
- 9) J. W. Shelton, J. A. Armstrong: IEEE J. QE-**3**, p. 302 (1967)
- 10) J. S. Courtney-Pratt, Research, London 2, p. 287 (1949)
- 11) K. Kinoshita, M. Suyama, Y. Inagaki, A. Takahashi, and M. Nishizawa: SPIE, **1982**, p. 180 (1993)
- 12) CORDIN 社カタログ
- 13) P. W. W. Fuller: The Journal of Photographic Science, **42**, p. 66 (1994)
- 14) 小林哲郎: 光学, 第15巻第4号, p. 286 (1986)
- 15) 木下勝之, 鈴木義二, 松岡正弘: テレビジョン学会 全国大会予稿集 p. 37 (1976)
- 16) V. V. Korobkin, A. A. Malyutin, and M. Ya. Schelev: J. Photogr. Sci., **17**, p. 179, (Sept. 1969)
- 17) D. J. Bradley, Liddy B and Sleat WE, Optics Comm **2**, p. 391 (1971)
- 18) V. V. Korobkin, B. M. Stepanov, S. D. Fanchenko and M. Y. Schelev: Optical and Quantum Electronics, **10**, p. 367 (1978)
- 19) 「ナノ、ピコ秒の化学」日本化学会 編, 化学総説 No. 24, (1979)
- 20) M. A. Duguay, J. W. Hansen: Appl. Phys. Lett., **15**, p. 192 (1969)
- 21) M. A. Duguay and A. T. Mattick: Appl. Opt. **10**, p. 2162 (1971)
- 22) 久米英浩, 木下勝之, 玉井尚登, 山崎 巖: 分光研究, **38**, 5, p. 391 (1989)
- 23) 浜松ホトニクス社資料、Cat. No. TII 1016E02、(FEB. 1995)
- 24) Y. Tsuchiya, M. Koishi and K. Kinoshita: Proc. SPIE, **832**, p. 228 (1987)
- 25) 「光測定器ガイド」 田幸敏治, 本田辰篤編 オプトロニクス社 平成10年5月増補改訂版 瀧口義浩 p. 231
- 26) 「蛍光測定」 木下一彦, 御橋廣真編 日本分光学会 測定法シリーズ **3**, p. 103, 1988年3刷
- 27) J. A. Giordmaine, P. M. Rentzepis, S. L. Shapiro, K. W. Wecht: Appl. Phys. Lett., **11**, p. 216 (1967)
- 28) H. P. Weber: J. Appl. Phys., **38**, p. 2231 (1967)
- 29) J. R. Lakowicz, Gabor Laczko, and Ignacy Gryczynski: Biochemistry, **26**, p. 82 (1987)

## 第2章 ストリーク管の動作原理

この章では、まず、管の構造と基本動作について述べ、次に管の各種動作方式について述べる。さらに、計測デバイスとして管に要求される諸特性を示し、各章の研究の持つ意味やその必要性を明らかにする。

### 2.1 ストリーク管の構造と基本動作

ストリーク管は光電面と蛍光面を有し赤外線像を可視光線像に変換したり、あるいは微弱光像を増強するイメージ増強管の構成に、光電子ビームの掃引機能を付加した光検出器である。これが、超高速光検出器として優れているのは、その光電変換部である光電面の応答速度が 100fs 以内<sup>1)</sup>と非常に速いこと、放出された光電子ビームを高速掃引して、光強度の時間変化を出力面上の空間輝度分布に置き換えてしまうことによる。

図 2-1 に、MCP を内蔵したストリーク管<sup>2)</sup>の構造と動作原理を示す。被計測光を光電面上に線状に入射すると、時間とともに変化する光強度に比例して光電子が放出され、これはメッシュ電極により急加速される。この線状光電子ビームは、静電集束レンズによって、MCP の入力面上に集束される。入力光に同期された偏向電界によって、このビームを線方向に垂直な方向に高速でかつ一定速度で偏向すれば、ビームは MCP の入力面上を移動（ストリーク）し、順次 MCP によって増培され、その出力面上からさらに加速されて、蛍光面をたたき、発光が生じる。こうして被計測光の時間的な強度変化は、蛍光面上の空間的な輝度分布に変換される。図中に示されたストリーク像の水平方向の明るさは、同一時刻の入射光の強度に対応している。得られたストリーク像を、TV カメラ

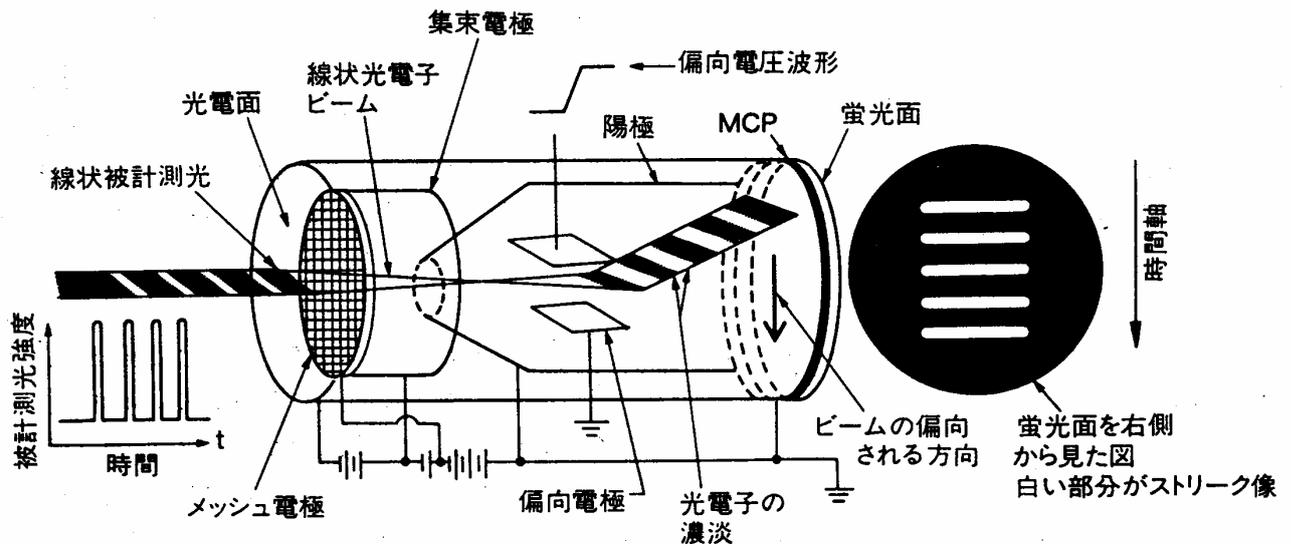


図 2-1 ストリーク管の構造と動作原理

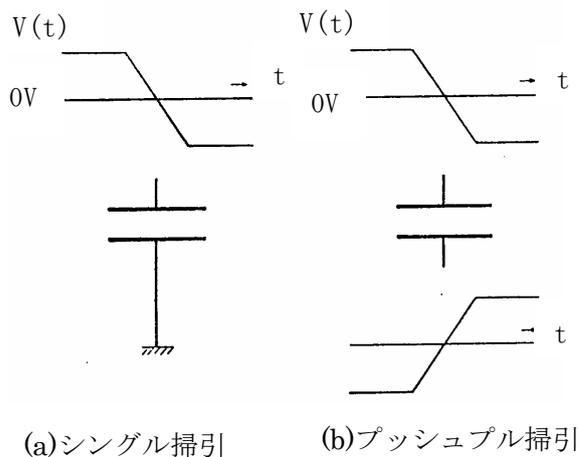


図 2-2 単発掃引方式

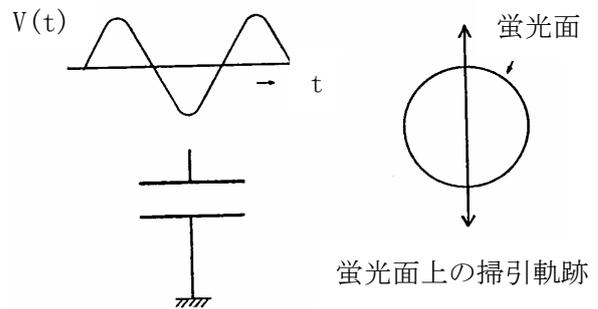


図 2-3 シンクロスキャン方式

で撮像しその映像出力信号を処理することにより、被計測光の時間一強度のプロファイルを得ることができる<sup>3)</sup>。

## 2.2 各種動作方式

ストリーク管の動作方式は、主として光電子ビームの掃引法により分類でき、これらを測定対象に応じて使い分けることができる。

### 2.2.1 単発掃引方式

単発現象の観測に用いられる。図 2-2 に示すような斜状電圧を偏向板に印加する。片方の偏向板だけに印加する方法（シングル掃引）と、両方の偏向板に対称な斜状電圧を印加する方法（プッシュプル掃引）があり、後者のほうが、空間分解能がよい傾向にある（3.2.3、表 3-4 参照）。この掃引に用いられる回路は、単発掃引の他に実際には、測定対象が繰り返し現象の時には、それに同期してトリガーすれば、20KHz 程度まで繰り返し掃引が可能<sup>4)</sup>で、出力信号を積算することにより、S/N 比を改善できる。掃引の前後や戻り掃引時に強い光が入射して、疑似信号が出力面上に現れることがある。これを防ぐために、この期間は光電面—加速メッシュ電極間に逆バイアス電圧を印加して、MCP をゼロバイアスにすることにより約  $10^{-6}$  の消光比を得ている<sup>4)</sup>（5.2.5、図 5-32 参照）。

### 2.2.2 シンクロスキャン方式<sup>4,5)</sup>

100MHz オーダーの高繰り返し光の場合は、図 2-3 に示すように、この繰り返しと同期した正弦波高周波電圧を偏向電極に印加して、蛍光面上の同一位置にストリーク像を重ね合わせて積算することにより、微弱な光現象でも、良好な S/N 比で捉えることができる。正弦波高周波電圧の中心部分の直線性の良い部分に対応するストリーク像が有効出力面に現れるようにしている。75~165MHz の高繰り返し掃引が可能である。

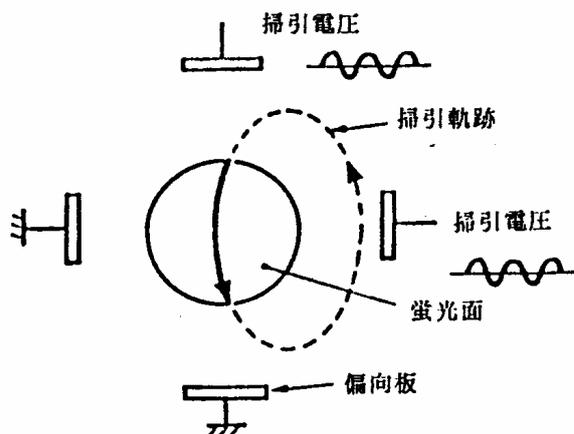


図 2-4 楕円掃引方式

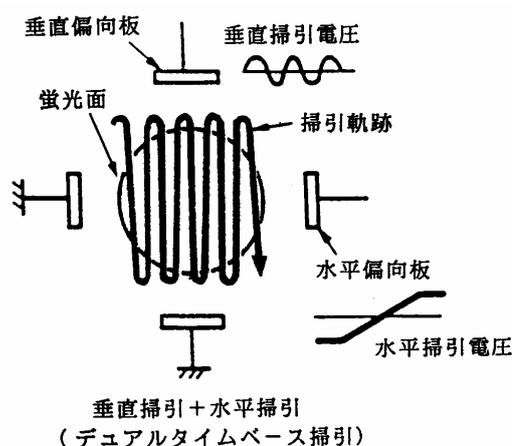


図 2-5 二時間軸掃引方式

### 2.2.3 楕円掃引方式<sup>6)</sup>

シンクロスキャン方式では、垂直偏向板のみを用いて、一直線上で繰り返し掃引するため、戻り掃引時に入射光があると、疑似信号として主掃引の信号と重なり、正確な測定が困難となる。これを解決するために本研究等が考案したのが、図 2-4 に示す楕円掃引方式である。水平偏向板に垂直掃引電圧とは位相の異なる正弦波電圧を印加することにより、楕円掃引を行えば、戻り掃引を出力螢光面の有効面から外すことができる。また、楕円の長軸方向を掃引方向に一致させて、短軸に比べて十分大きくすれば、掃引の軌跡はほぼ直線とみなせ、信号処理も複雑にならない利点がある。これにより、主掃引のみの信号を正確に記録でき、長い持続時間を持つ光現象や、GHz 領域の高繰り返し現象の観測が可能となる。

### 2.2.4 二時間軸掃引方式<sup>7)</sup>

垂直掃引を繰り返し行うシンクロスキャン方式の変形として、図 2-5 に示すように、水平方向の偏向板に斜状掃引電圧を印加して水平掃引を行うことにより、垂直方向に加え、水平方向にも時間軸を取り入れた方式である。この方式によれば、高速繰り返し現象で、しかもその一回、一回の状態が変化するものを、長時間にわたりその様子を観測することができる。

### 2.2.5 サンプルングストリーク方式

通常、ストリーク管では、出力面上に現れるストリーク像を TV カメラで読み出す。それに対して、読み出しに光電子増倍管 (PMT) を用いることにより、安価で、 $10^3$  以上の大きなダイナミックレンジを得ることのできるサンプルング光オシロスコープを、本研

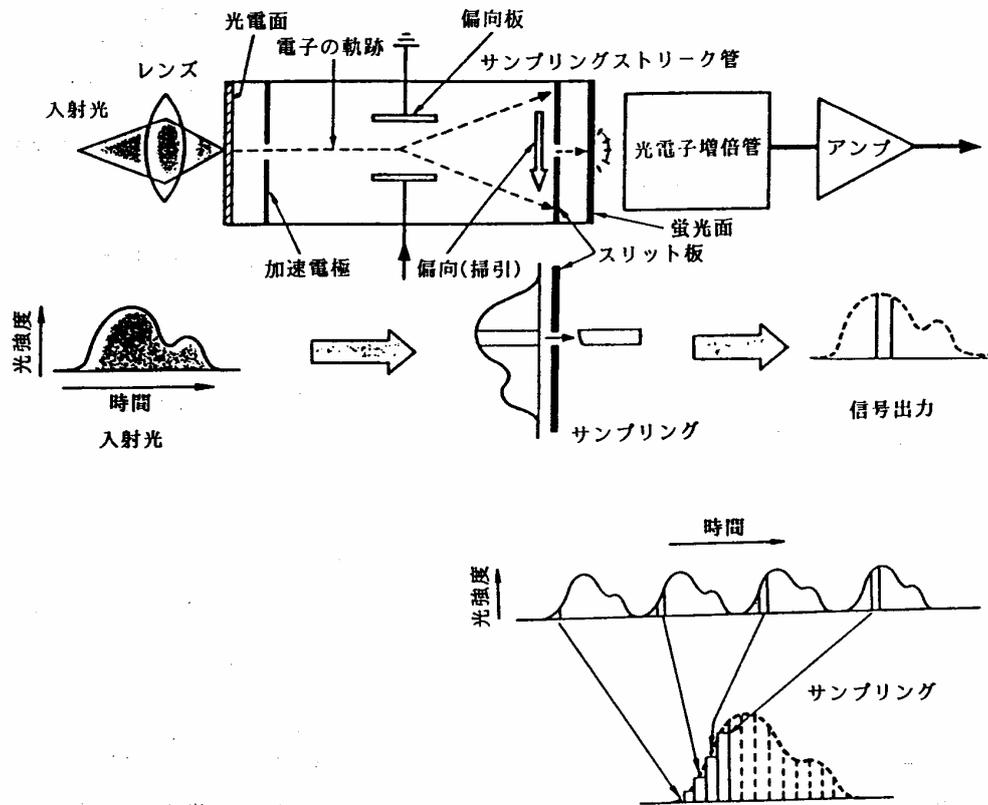


図 2-6 サンプリグストリーク方式

究者等は開発した<sup>8)</sup>。サンプリグストリーク方式では、繰り返し光現象のみが測定可能である。図 2-6 はその動作を示す。出力掃引面の直前に、スリット板の入っているサンプリグストリーク管が使用され、光電子ビームが掃引されると、そのうちある時刻に対応する光電子ビームだけがスリットを通り抜け、蛍光面で発光を生じ、この光が PMT により測定される。被計測光の繰り返しに同期して掃引のタイミングを順次ずらしていけば、その光強度波形が求められる。

### 2.3 ストリーク管に要求される諸特性

計測デバイスとしてのストリーク管では、時間分解能を始めとして以下のような特性が要求される。

#### 2.3.1 時間分解能

フェムト秒域までの極限の時間分解能が要求されるとともに、計測対象によっては、ミリ秒という遅い動作も要求される。遅い方は掃引速度（ストリーク速度）を遅くすれば対応できるが、ピコ秒～フェムト秒の時間分解能を達成するには、ストリーク速度を大きくするのに加えて、管の構造、動作方法に多くの工夫が必要となる。

また、単に時間分解能が良いだけでなく観測できる時間幅も大きいことが要求され、通常少なくとも時間分解能の100倍の時間幅が必要とされる。また、時間分解能は一般に被計測光の強度が大きくなると劣化するので、それを抑えることも要求される。

### 2.3.2 空間位置情報特性

ストリーク管では、光電子ビームの掃引に垂直な方向（空間方向）に入射光の位置情報が出力面上で保たれる。このため、これを利用して、時間分解分光計測や、同時多チャンネル計測などが行うことができる。この場合、空間方向の解像度特性が良いことが要求される。扱う空間方向情報容量の大きな用途では、光電面の有効長が大きいこと、中心部分のみならず周辺まで解像度が保持されることが必要である。また、その目的から、管の出力面上の掃引に垂直な空間方向で、被計測光の同一時刻に対応する出力が表示されることも求められる。

### 2.3.3 信号/雑音特性

被計測光の強度の時間変化を精度良く求めるためには、当然ストリーク管の出力の信号雑音比が良好であることが要求される。そのためには、管の各構成要素に、光電面感度が高い、MCPの入力面の開口率が大きい、増倍揺らぎが小さいなどが求められる。さらに、管に印加される高電圧などによるバックグラウンド上昇や、出力面上のストリーク像の時間軸方向、空間方向で隣接部分からのクロストークが小さいことも要求される。

### 2.3.4 感度特性

微弱な蛍光寿命などを、ピコ秒の時間分解能で捉えようとする場合は、光電変換された光電子ビームが管の出力面上で高速掃引されて分散されるので、場合によっては、単一光電子の検出まで要求される。この場合、MCPなど高い電子増倍機能が必要となる。また、分光感度特性としては可視光のみならず、赤外、紫外、X線領域も要求される。

### 2.3.5 ダイナミックレンジ（Dレンジ）

時間とともに変化する光強度を、微弱なものから大きな値まで広い範囲にわたって直線性良く検出できること、つまり大きなダイナミックレンジが要求される。微弱な信号の検出には、上記2.3.3の信号/雑音特性や2.3.4の感度特性が良いことが必要である。また、大強度の信号では、2.3.1に記したように時間分解能が劣化しないようにすることが必要である。

## 参考文献

- 1) V.V.Korobkin, B.M.Stepanov, S.D.Fanchenko and M.Y.Schelev : Optical and Quantum Electronics, 10, p.367 (1978)
- 2) 木下勝之, 鈴木義二, 松岡正弘 : テレビジョン学会 全国大会予稿集 (1976) p37

- 3) 土屋 裕, 犬塚英治, 銘木義二 : テレビジョン学会誌, **34**, p.1006 (1980)
- 4) Y. Tsuchiya, A. Takeshima, E. Inuzuka, K. Suzuki, M. Koishi and K. Kinoshita : Proc. SPIE, **491**, p.86 (1984)
- 5) 木下勝之, 篠田和憲, 鈴木義二 : 応用物理, **57**, p.774 (1988)
- 6) 木下勝之, 小石結, 土屋裕 : 日本特許 第 1722637 号
- 7) Y. Tsuchiya, M. Koishi, M. Miwa, T. Kurisaki, M. Watanabe and K. Kinoshita : Proc. SPIE, **693**, p.125 (1986)
- 8) Y. Tsuchiya, M. Koishi and K. Kinoshita : Proc. SPIE, **832**, p.228 (1987)

### 第3章 時間分解能の解析と向上

ストリーク管の最も重要な、かつ優れた特性は、時間分解能である。それは、その光電変換部である光電面の応答速度が 100fs 以内と推測され<sup>1)</sup> 非常に高いことと、放出された光電子ビームを高速掃引して、光強度の時間変化を出力面上の空間輝度分布に置き換えてしまい、信号回路の帯域幅による制限を除去したことによる。この方法が、イメージコンバーター管を用いて初めて試みられたのは、1949 年の Courtney Pratt の実験である<sup>2)</sup>。光電子ビームの掃引が、偏向コイルにより行われたため、ストリーク速度（掃引速度）が遅く、時間分解能は数 ns であった。その後、偏向電極を用いた全静電型の管が開発されたが、1970 年頃までは、時間分解能は 20~60ps にとどまっていた<sup>3,4)</sup>。これは、同時に光電面で多数の光電子が放出された時、その光電子群が初速度分布を持つことにより、光電面と偏向電極の間で走行時間広がりを生じるためである<sup>5)</sup>。その走行時間広がり的大部分は、光電面付近の低速走行領域で生じる。Bradley と Butslov は、それぞれ 1971 年と 1972 年に、光電面のそばに加速用のメッシュ電極を置き光電子を急加速することによって走行時間広がり小さくし<sup>6,7)</sup>、1975 年には、0.9ps の時間分解能が報告されている<sup>8)</sup>。さらに 1988 年には、高い加速電圧と進行波型偏向電極の組み合わせにより、0.3ps の値が報告されている<sup>9)</sup>。

本研究では、まず、時間分解能の解析方法について検討した<sup>10-13)</sup>。その結果、数 ps より高い時間分解能の領域においては、従来の解析方法では不十分であることがわかった。特に、光電子ビームが掃引される偏向場の解析については、独自の解析方法を導入した。これにより光電子の走行時間広がりや、偏向場による時間分解能劣化について新しい知見を得た。

これらの解析を基に、管の構造、動作条件などの主要パラメーターと時間分解能の関係について明らかにした。さらに、その結果に基づき、フェムト秒域の時間分解能を有する新方式のストリーク管を提案・試作し、世界最高の時間分解能を持つことを実験により確認した<sup>14-21)</sup>。

図 3-1 は、本研究が始まった頃から、現在に至るまでの時間分解能の向上の様子を他のものと合わせて示す。

また一般に、ストリーク管に入射する光強度が大きくなると、時間分解能が劣化する。本研究で試作したフェムト秒ストリーク管は、その光強度依存時間広がり非常に大きいので、その原因の究明を、独自の解析方法で行った<sup>22-24)</sup>。その結果、その時間広がりメカニズムを明らかにするとともに、それらを基にその改善を図ることができた。

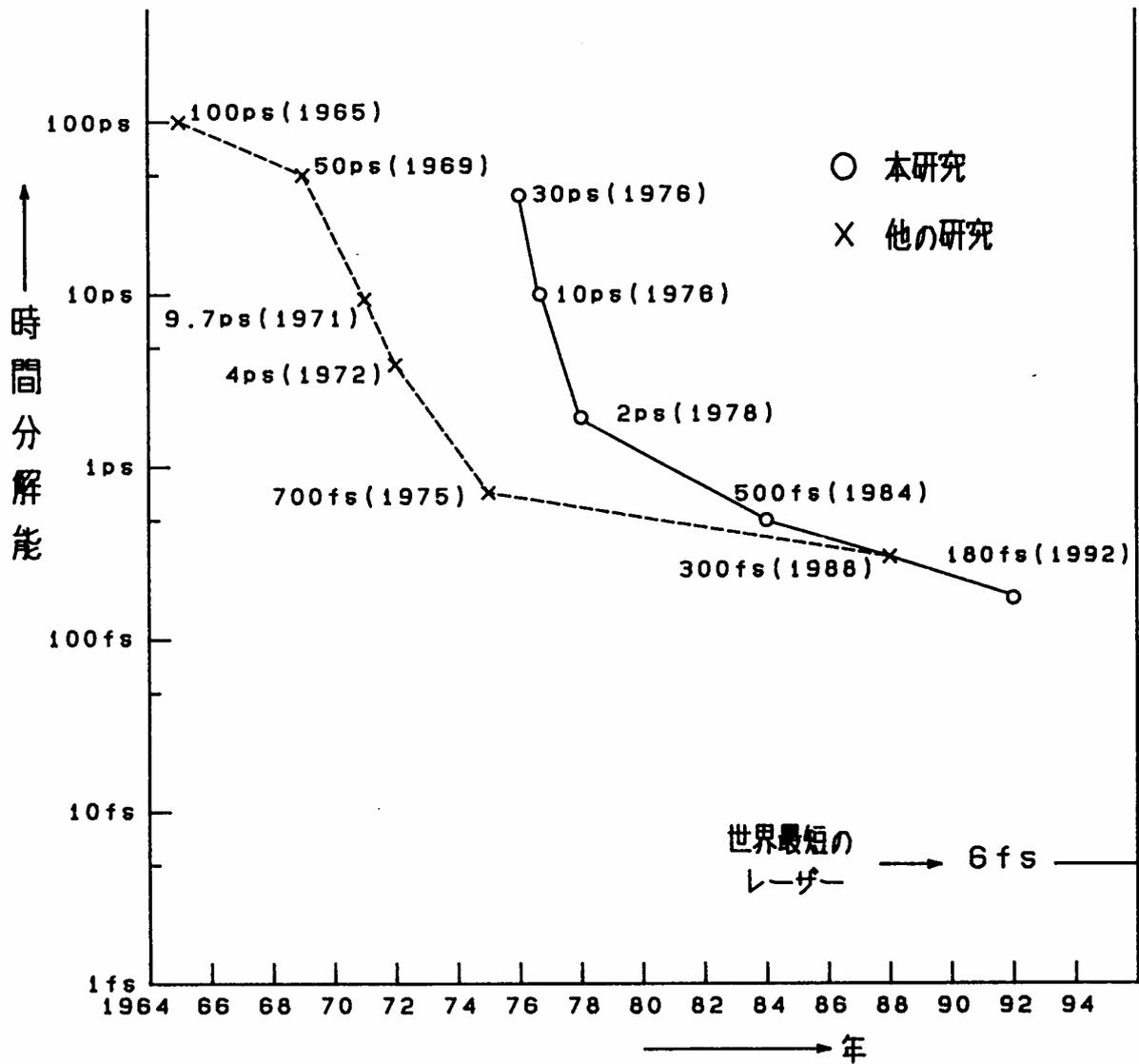


図 3-1 ストリーク管の時間分解能の向上の様子

### 3.1 時間分解能の理論的解析

#### 3.1.1 従来の時間分解能の解析・評価

##### (1) 従来の解析方法

ストリークカメラの時間分解能は、時間幅無限小の光パルスを入射した時得られるストリーク像の時間軸方向の半値幅 $\Delta t$ で定義される。この時、 $\Delta t$ は種々の要因による時間広がりからなり、次式で近似される<sup>25)</sup>。

$$\Delta t \sim \sqrt{\Delta t_{\text{KD}}^2 + \Delta t_{\text{F}}^2 + \Delta t_{\text{D}}^2} \quad (3-1)$$

ここで $\Delta t_{\text{KD}}$ は、光電面で同時に多数の光電子が放出された時、その光電子群が初速度分布を持つために、時間分解が行われる偏向電極に到達するまでに生じる走行時間広がり(s)である。 $\Delta t_{\text{F}}$ は、ストリーク管に線状光を入射した時、掃引していない状態（以下

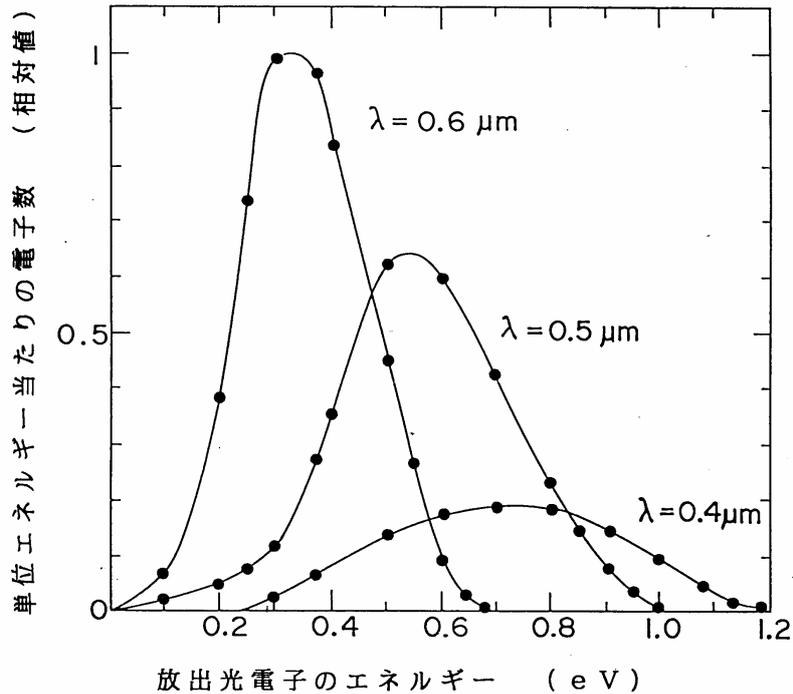


図 3-2 S-20 光電面の放出光電子のエネルギー分布 (eV)

フォーカスモードと呼ぶ) で、蛍光面上に生じる静止線状像の線幅に起因する時間広がり(s)、 $\Delta t_D$ は偏向場端効果と偏向場における光電子ビームの掃引方向の幅に起因する時間広がり(s)である。

他に、時間広がりの要因として、入射光の強度が大きい時生じる主として空間電荷効果によると思われるものがあるが、これはこの章の最後 3.4 に述べるので、ここではそれを無視できる光強度が弱い範囲に限定する。(3-1)式の各項について以下に述べる。

$\Delta t_{KD}$ の大部分は光電面-メッシュ電極間の低速部で生じ、メッシュ電極以降の走行時間広がりを見れば、次式で示される<sup>26)</sup>。

$$\Delta t_{KD} \sim \Delta t_{KM} \sim 2.34 \times 10^{-6} \times \sqrt{\Delta \epsilon} / E \quad (3-2)$$

ここで $\Delta t_{KM}$ は光電面とメッシュ電極の間で生じる光電子の走行時間広がり(s)、 $\Delta \epsilon$ は放出光電子群の持つエネルギー分布の半値幅 (eV)、 $E_{KM}$ は光電面とメッシュ電極の間の電界 (V/m) である。 $\Delta \epsilon$ は光電面の種類と入射光波長によって定まる。例えば、図 3-2 は S-20 光電面の放出光電子のエネルギー分布を入射光の波長をパラメーターにして逆電位法で求めたものである。

$\Delta t_F$ は次式で示される。

$$\Delta t_F = W_F / v \quad (3-3)$$

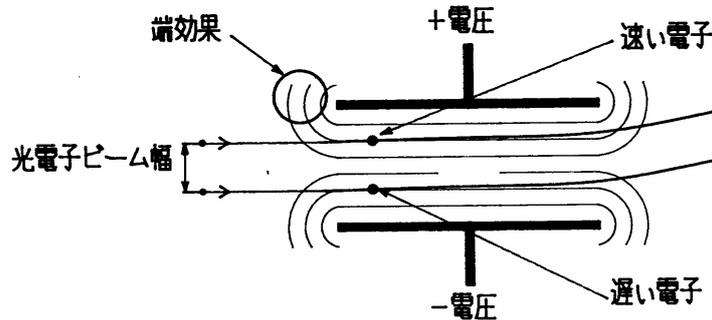


図 3-3 偏向電極の端効果による光電子速度の変化

ここで $W_F$ は、フォーカスモードにおける蛍光面上の線状像の掃引方向の半値幅 (m)、 $v$ はストリーク速度 (m/s) である。 $W_F$ は、次式で近似される。

$$W_F \sim \sqrt{m^2 \Delta l_0^2 + \Delta l_1^2} \quad (3-4)$$

ここで $m$ は管の電子光学系の拡大率、 $\Delta l_0$ は光電面における入射線状光の掃引方向の半値幅 (m)、 $\Delta l_1$ は光電子ビームの電子光学系で生じるラインスプレッドの半値幅 (m) (MCP-蛍光面間でのビーム広がりを含む) であり、また $\Delta l_0$ 、 $\Delta l_1$ ともにその強度プロファイルがガウス分布で近似できる範囲のものとする。 $m$ は1~3なら、 $\Delta l_0$ を十分小さくすれば $W_F \sim \Delta l_1$ となる。 $\Delta l_1$ はMCP内蔵管ではMCP内で増倍された電子ビームのMCP-蛍光面間でのビーム広がりが大部分となる。

$\Delta t_D$ は図3-3に示すように、偏向電場を形成する偏向板の端を光電子ビームが通過する時発生する。偏向電極入口の端効果により、ビームの端の両側で加速と減速が働き、正電圧の偏向板に近い方が速く、負電圧の偏向板に近い方が遅くなる。 $\Delta t_D$ は、その結果生じる走行時間広がり等に等しいとされ次式で近似されている<sup>25)</sup>。

$$\Delta t_D = L_D \cdot V_D \cdot r_b / (v_0 \cdot V_{KA} \cdot d) \quad (3-5)$$

ここで、 $L_D$ は偏向板の長さ (m)、 $V_D$ は電子ビーム通過時に偏向板に印加されている電圧 (V)、 $r_b$ は偏向場内での光電子ビームの掃引方向の幅 (m)、 $v_0$ は偏向板内での光電子の速さ (m/s)、 $V_{KA}$ は光電面-陽極間の加速電圧 (V)、 $d$ は偏向板の間隔 (m) である。

本研究で試作した2psの時間分解能を有するストリーク管<sup>27,28)</sup>(以下2psストリーク管と略す)について、上記の解析を適用して示す。以下の解析で使用する管の構造・寸法、動作電圧、静特性の値などは、本章3.3.1(2)を参照されたい。

光電子の走行時間広がり  $\Delta t_{\text{KD}}$  は、(3-2)式に放出光電子群の持つエネルギー分布の半値幅  $\Delta \varepsilon = 0.5\text{eV}$  (光波長  $0.53\mu\text{m}$ 、S-20 光電面：図 3-2 参照)、電界  $E = 2 \times 10^6\text{V/m}$  (光電面—メッシュ電極間の距離  $0.75\text{mm}$ 、その間の印加電圧  $1.5\text{kV}$ ) を代入すれば、 $\Delta t_{\text{KD}} \sim 0.83(\text{ps})$  となる。

次にフォーカスモードにおける蛍光面上の線状像の線幅  $W_F$  に起因する時間広がり  $\Delta t_F$  を求める。線幅  $W_F$  は (3-4) 式で示され、結像電子光学系のラインスプレッドの半値幅  $\Delta l_1$  は、この管の静特性より  $35\mu\text{m}$ 、拡大率  $m$  は  $1.3$  である。この時、光電面に入射する線状光の線幅  $\Delta l_0$  として、(3-4) 式に上記の値を適用した時、第一項が  $W_F$  に大きな影響を与えない値として  $10\mu\text{m}$  を選んだ。この時  $W_F$  は  $37\mu\text{m}$  となる。実際にはストリーク像の読み出しに SIT-TV カメラを用いたので、その空間広がり  $33\mu\text{m}$  (ストリーク管蛍光面上に換算した値) が加わり、測定系を含めた実質的な  $W_F$  は約  $50\mu\text{m}$  となった。 $W_F \sim 5 \times 10^{-5}(\text{m})$  と、3.1.1. (2) の時間分解能の測定で得られたストリーク速度  $v = 5.7 \times 10^7 (\text{m/s})$  を (3-3) 式に代入すれば、 $\Delta t_F \sim 0.88 (\text{ps})$  となる。

偏向場端効果と光電子ビームの掃引方向の幅  $r_b$  に起因する時間広がり  $\Delta t_D$  は (3-5) 式で示される。管の設計寸法、動作電圧より  $L_D = 1.2 \times 10^{-2} (\text{m})$ 、 $v_0 = 5.93 \times 10^7 (\text{m/s})$  (加速電圧  $V_{\text{KA}}$  が  $10\text{kV}$  の時の光電子の速さ)、 $V_{\text{KA}} = 10^4 (\text{V})$ 、 $d = 4 \times 10^{-3} (\text{m})$  である。従来の解析手法では、偏向場を光電子が通過している間、偏向電圧  $V_D$  は変化しない静的偏向場として扱っている。そこで  $V_D$  はこの管の偏向感度  $D_s = 12\text{mm/kV}$  より、ストリーク像が出力掃引面の中央に現れる時は  $V_D = 0 (\text{V})$ 、掃引長  $5\text{mm}$  の端に現れる時は  $V_D = 2.08 \times 10^2 (\text{V})$ 、掃引長  $10\text{mm}$  の端に現れる時は、 $V_D = 4.17 \times 10^2 (\text{V})$  となる。 $r_b$  については、光電子ビームの幅の両端の軌道を初速  $0.6\text{eV}$ 、管軸に対して  $60^\circ$  で光電面から放出された光電子で代表しコンピューターシミュレーションにより算出したところ、 $4.4 \times 10^{-4} (\text{m})$  が得られた。これらを (3-5) 式に代入すれば、 $\Delta t_D = 0 (\text{ps})$  (出力掃引面の中央)、 $\Delta t_D \sim 0.5 (\text{ps})$  (掃引長  $5\text{mm}$  の端)、 $\Delta t_D \sim 0.9 (\text{ps})$  (掃引長  $10\text{mm}$  の端) となる。

得られた  $\Delta t_{\text{KD}}$ 、 $\Delta t_F$ 、 $\Delta t_D$  の各値を (3-1) 式に代入すれば  $\Delta t \sim 1.2 (\text{ps})$  (出力掃引面の中央)、 $\Delta t \sim 1.3 (\text{ps})$  (掃引長  $5\text{mm}$  の端)、 $\Delta t \sim 1.5 (\text{ps})$  (掃引長  $10\text{mm}$  の端) が得られる。3.1.2 では、 $2\text{ps}$  ストリーク管の時間分解能をさらに独自の方法で厳密に解析する。ここでは従来の解析方法は時間分解能が高くなってくると不正確なものとなることを示す。従ってここで述べたものは時間分解能の大まかな目安といえる。

## (2) 時間分解能の測定<sup>27, 28)</sup>

$2\text{ps}$  ストリーク管の時間分解能の評価実験の様子を図 3-4 に示す。モードロック Nd-ガラスレーザーと 2 次高調波発生器からなるレーザー装置により、パルス幅  $3 \sim 5\text{ps}$  の光パルスが発生される。これを 図 3-5 に示すようなエタロンに入射すると  $20\text{ps}$  間隔のパルス列が作られ、光学系により管の光電面上に幅  $10\mu\text{m}$  の線状光として結像された。また、図 3-6 に示されるプッシュプル掃引電圧がアバランシェトランジスタスイッチング回路により作られた。この時、二つのプッシュプル掃引電圧波形の交差点が陽極電位

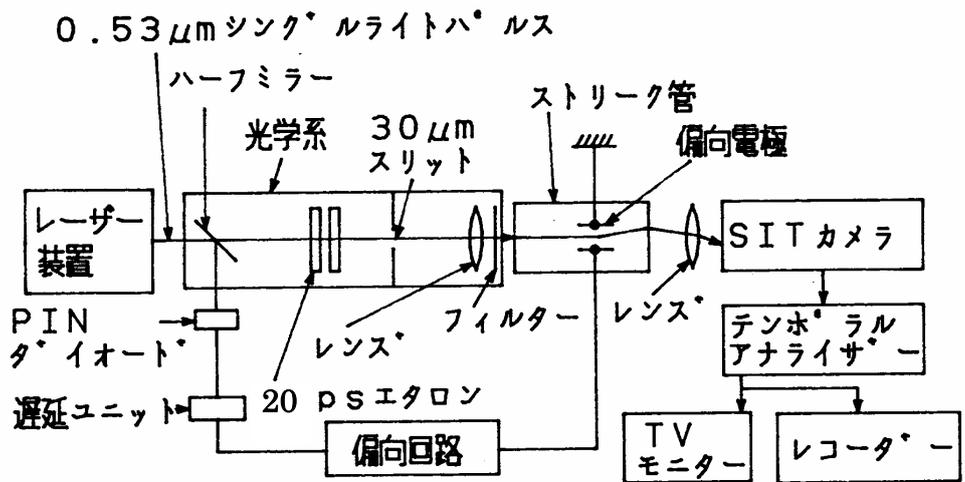


図 3-4 2ps ストリーク管の時間分解能の評価実験の様子

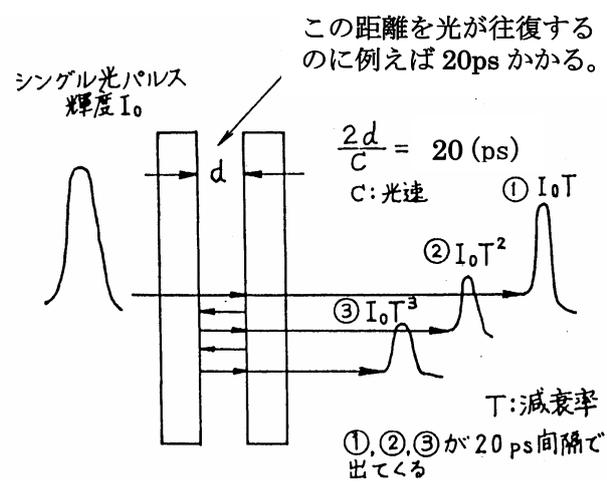


図 3-5 エタロンの動作

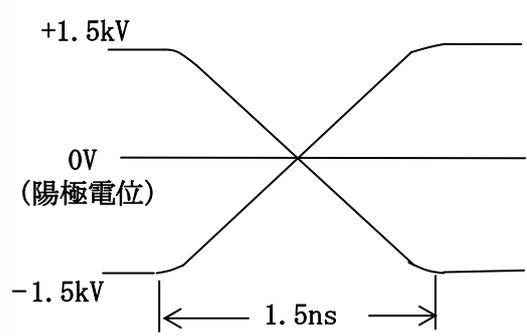


図 3-6 プッシュプル掃引電圧

(グラウンド電位) と等しくなることが時間分解能を劣化させないために重要であることを見出し、そうなるような調整を行った (3.2.3 参照)。図 3-7 は、TVモニター上に得られたストリーク像である。その映像信号がテンポラルアナライザ (映像信号処理装置) によって分析され、図 3-8 に示す入射光強度-時間のプロファイルが得られた。記録されたパルスの半値幅  $\Delta t_m$  の平均値は約 3.1ps である。測定に用いた入射光のパルス幅を  $\Delta t_0$  とすれば、測定系の時間分解能  $\Delta t$  は次式で与えられる。

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_m^2 - \Delta t_0^2} \quad (3-6)$$

$\Delta t_0$  は TPF による測定から 2.5~5ps であるので、 $\Delta t \leq 2ps$  が得られる。測定に用い



図 3-7 TV モニター上に得られたストリーク像

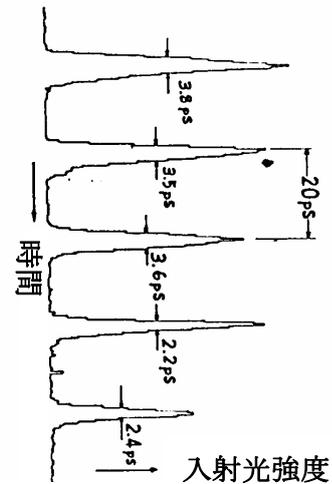


図 3-8 入射光強度－時間の  
プロファイル

た光のパルス幅が管の理論時間分解能より大きいので精度は落ちるが、2ps 以内の時間分解能を測定により確認できた。また、得られたストリーク速度  $v$  は  $5.7 \times 10^7 \text{m/s}$  であった。

なお、図 3-7 では掃引方向に垂直な方向でストリーク像に曲りが生じている。これは、時間分解が行われる偏向電極までの走行時間が、光電面の周辺から放出された光電子の方が中心から放出されたものより大きくなるため、蛍光面上の時間軸の時間的に遅れた方向に、周辺から放出された光電子の出力像が現れるためである。これを改善する方法については、4.3 に述べる。さらにこの管の時間分解能は、後に、波長  $0.6 \mu\text{m}$ 、パルス幅約  $0.75 \text{ps}$  のモード同期色素レーザーを用いてより高精度で測定され、約  $1.7 \text{ps}$  の値が得られた<sup>29)</sup>。

### 3.1.2 新しい方法による 2ps ストリーク管の時間分解能の解析

高時間分解能を達成するのに、時間分解能の理論的解析は極めて重要である。しかし、時間分解能の向上に伴い従来の解析手法では不正確なものになると考え、(3-1) 式の  $\Delta t_{\text{KD}}$ 、 $\Delta t_{\text{F}}$ 、 $\Delta t_{\text{D}}$  の各項について、独自の方法でより厳密な解析を試みた。

$\Delta t_{\text{KD}}$  については、その大部分が光電面－加速メッシュ電極間の低速領域で占められるということで、従来その部分だけに限定して計算していたのを、偏向電極入口までの、光電子群の到達時間分布を求め、その半値幅を  $\Delta t_{\text{KD}}$  として用いることにした。その結果、さらに時間分解能を上げていくにはメッシュ電極から、集束電極を通して偏向電極入口までの走行時間広がりも小さくする必要があることがわかった。

$\Delta t_{\text{D}}$  については、従来、光電子ビームが偏向場を通過している間、偏向電場が変化しない静的場で解析しており、また  $\Delta t_{\text{D}}$  を走行時間広がり的一种として扱っていた。これ

らは、高時間分解能を得るため高速掃引が行われる時、実際に生じている現象に即していない。そこで偏向場を光電子ビームが通過している間に偏向電場が時々刻々と変化する動的場として扱うとともに、 $\Delta t_D$  を光電子ビームの掃引により生じる出力蛍光面上での光電子ビームの集束ずれとしてとらえ、コンピューターシミュレーションにより解析を行った。それにより、従来と大きく異なる解析結果が得られ、1ps 以内というような高い時間分解能の領域では、この方法での解析が必要であること、動的偏向場を光電子ビームが通過した時生じる時間分解能劣化を、光電子ビームの集束条件を変えることにより改善できること等を示した。このような解析は初めて行なわれたものである。

(1) 走行時間広がり $\Delta t_{RD}$ の解析<sup>11,12)</sup>

光電面で同時に多数の光電子が放出された時、その光電子群が初速度分布をもつため時間分解が行われる偏向電極に到達するまでに走行時間広がりが生じ、これがストリーク管の時間分解能を制限する大きな要因の一つである。この広がり、低速領域があると大きなものになるので、光電面のそばにメッシュ電極を置き光電子を急加速している。それでもなお、走行時間広がりについては、その大部分が光電面ーメッシュ電極間で占められるということで、従来、走行時間広がりに関しては、その部分だけに限定して計算していた。

今回、より精密に論じるために、光電面から偏向電極入口までの光電子の到達時間分布  $f(\tau)$  を求め、その半値幅で走行時間広がり  $\Delta t_{RD}$  を求めるようにした。その結果、さらに時間分解能を向上するには、メッシュ電極から集束電極を通過して、偏向電極入口までの走行時間広がりも小さくする必要があることがわかった。以下で到達時間分布  $f(\tau)$  を求める。光電面から管軸方向のエネルギー成分が、0eV と  $\epsilon_{z0}$ eV で放出されたものの走行時間差  $\tau$  (s) は、管軸上の電位分布を  $V(z)$  とすれば次式で表される。

$$\tau = \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2} \int_0^L \left[ \{V(z)\}^{-1/2} - \{\epsilon_{z0} + V(z)\}^{-1/2} \right] dz \quad (3-7)$$

ここで  $m$  は電子の質量 (kg)、 $e$  はその電荷 (C)、また  $z$  は光電面を原点とする管軸上の位置であり、 $z = L$  は偏向電極入力面の位置である。  $V(z)$  が定まれば、 $\tau$  は  $\epsilon_{z0}$  のみの関数となり、次式で表される。

$$\tau = g(\epsilon_{z0}) \quad (3-8)$$

(3-8) 式より次式が成り立つ。

$$\Delta \tau = g'(\epsilon_{z0}) \Delta \epsilon_{z0} \quad (3-9)$$

一方、放出光電子の管軸方向エネルギー分布を  $P(\varepsilon_{z0})$ 、 $N$  を光電子数の総数とすれば、 $\Delta \varepsilon_{z0}$  中に含まれる光電子数  $\Delta N$  は、次式で示される。

$$\Delta N = N P(\varepsilon_{z0}) \Delta \varepsilon_{z0} \quad (3-10)$$

この時、光電子群の MCP 入力面への到達時間分布  $f(\tau)$  は、次式で定義できる。

$$f(\tau) = \frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta \tau} \quad (3-11)$$

(3-9)、(3-10) 式を、(3-11) 式に代入して、 $f(\tau)$  が一般的な形として求められる。

$$f(\tau) = \frac{P(\varepsilon_{z0})}{g'(\varepsilon_{z0})} = P\{g^{-1}(\tau)\} \frac{d}{d\tau} g^{-1}(\tau) \quad (3-12)$$

また、図 3-2 の初速度分布  $Q(\varepsilon)$  は、次式で近似できる。

$$Q(\varepsilon) = A(\varepsilon / \varepsilon_0)^3 \exp\{-(\varepsilon / \varepsilon_0)^3\} \quad (3-13)$$

ここで、ここで、 $\varepsilon_0$  は、分布の最大となる時の  $\varepsilon$  の値で、 $A$  は規格化のための定数である。 $A$  を求めると

$$\int_0^\infty A(\varepsilon / \varepsilon_0)^3 \exp\{-(\varepsilon / \varepsilon_0)^3\} d\varepsilon = 1 \quad (3-14)$$

より、

$$A = \frac{1}{\varepsilon_0 \int_0^\infty x^3 e^{-x^3} dx} = \frac{3}{\Gamma(4/3)} \cdot \frac{1}{\varepsilon_0} \quad (3-15)$$

よって、(3-13)式は、次式のようにになる。

$$Q(\varepsilon) = \frac{3}{\Gamma(4/3)} \cdot \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^3 \exp\{-(\varepsilon / \varepsilon_0)^3\} \quad (3-16)$$

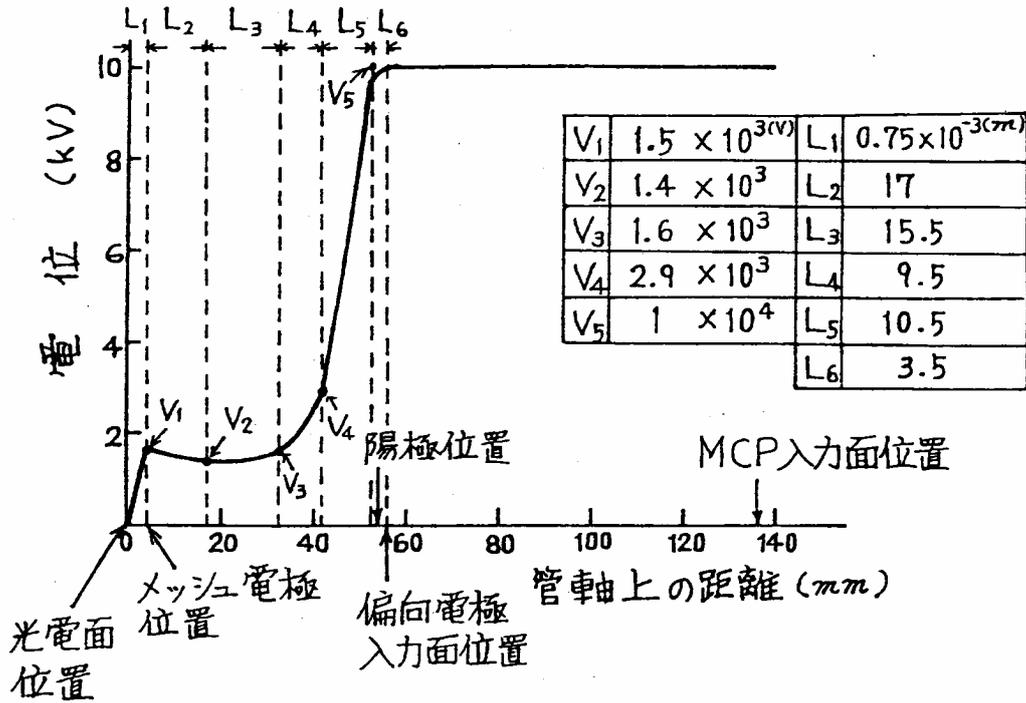


図 3-9 管軸上の電位分布

この時、光電子の角度分布を余弦分布とすれば、 $P(\varepsilon_{z0})$ は次式で与えられる<sup>付録1)</sup>。

$$P(\varepsilon_{z0}) = \int_{\varepsilon_{z0}}^{\infty} \frac{Q(\varepsilon)}{\varepsilon} d\varepsilon = \frac{1}{\Gamma(4/3)} \frac{1}{\varepsilon_0} \exp \left\{ - \left( \frac{\varepsilon_{z0}}{\varepsilon_0} \right)^3 \right\} \quad (3-17)$$

測定に用いたレーザーの波長は、 $0.53 \mu\text{m}$  であるので、図 3-2 より、 $\varepsilon_0$  は約  $0.5\text{eV}$  であり、 $P(\varepsilon_{z0})$  が定められる。図 3-9 は、コンピューターシミュレーションにより得られた  $2\text{ps}$  ストリーク管の軸上電位分布で、これを図中に示した各区間で分けて折線近似すれば、(3-8) 式の  $\tau$  は次式で与えられる。

$$\tau = g(\varepsilon_{z0}) \sim \sqrt{\frac{m}{e}} \left( \frac{\sqrt{2}\sqrt{\varepsilon_{z0}}}{E_{\text{KM}}} + \sum_{n=1}^4 \frac{L_{n+1} \varepsilon_{z0}}{\sqrt{2}\sqrt{V_n}\sqrt{V_{n+1}}(\sqrt{V_n} + \sqrt{V_{n+1}})} + \frac{\sqrt{2} L_6 \varepsilon_{z0}}{4 V_5^{3/2}} \right) \quad (3-18)$$

ここで、 $m$  は電子の質量 (kg)、 $e$  はその電荷 (C)、 $E_{\text{KM}}$  は光電面とメッシュ電極間の電界 (V/m)、 $L_n$  と  $V_n$  はそれぞれ図 3-9 に示した軸上距離 (m) と、軸上電位 (V) である。(3-17)、(3-18) 式により (3-12) 式の  $f(\tau)$  が求められ、これを図 3-10 に示す。これより到達時間分布  $f(\tau)$  の半値幅を求めれば、 $\Delta t_{\text{KD}} = 1.23\text{ps}$  となる。

一方、光電面-メッシュ電極間の走行時間広がり  $\Delta t_{\text{KM}}$  は、同様の計算により  $0.83\text{ps}$  となるので、両方の値の比較から、メッシュ電極以降での走行時間広がりも無視できる

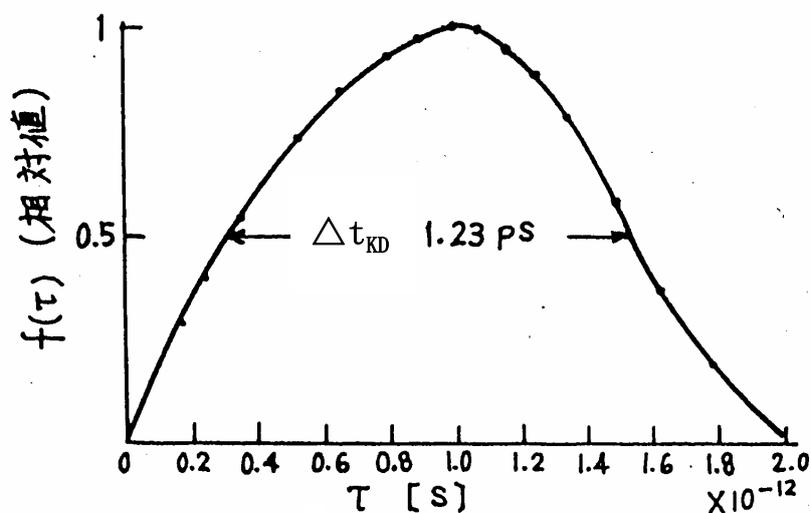


図 3-10 到達時間分布

値とはいえない。特に、1ps 以内の時間分解能の管の開発では、メッシュ電極以降での走行時間広がりについての改善が必要なことがわかった。

(2) フォーカスモードにおける出力蛍光面上の静止線状像の線幅に起因する時間広がり  $\Delta t_F$

$\Delta t_F$  については、3.1.1.(1)に示した従来の解析方法と変わらない。 $\Delta t_F$  は、(3-3) 式と同じ次式で示される。

$$\Delta t_F = W_F / v \quad (3-19)$$

ここで、 $W_F$  はフォーカスモードにおける出力蛍光面上の静止線状像の線幅 (m)、 $v$  はストリーク速度 (m/s) である。(3-19) 式に 3.1.1.(1)に述べた  $W_F = 5 \times 10^{-5}$  (m) (TV カメラでの空間分解能劣化も含む)、3.1.1(2)に述べた  $v = 5.7 \times 10^7$  (m/s) を代入すれば、 $\Delta t_F \sim 0.88$  (ps) が得られる。 $\Delta t_F$  はストリーク速度  $v$  が大きくなるほど小さくなるが、一方  $\Delta t_D$  は逆に大きくなるのが次の 3.1.2(3)に示される。

(3) 偏向場端効果と光電子ビームの掃引方向の幅に起因する時間広がり  $\Delta t_D$  の解析<sup>10,13)</sup>

ストリーク管における光電子ビームの偏向は、出力蛍光面上に時間軸を導入する重要な役割を果たす。一方で、この偏向は光電子ビームが結像される蛍光面上においてビーム広がりをもたらし、管の時間分解能を制限する要因の 1 つとなる。しかし、筆者がこの時間広がり  $\Delta t_D$  について注目し解析を始めた 1977 年当時は、これをストリーク管の時間分解能制限要因として取り上げていたものは極めて少なかった。またその解析では、

$\Delta t_D$  を偏向場で光電子ビームの掃引方向の幅が有限であることから生じる走行時間広がり的一种として捉えている<sup>25)</sup> (図 3-3 参照)。本研究者もその解析方法を 10ps ストリーク管や 3.1.1. (1) に示したように 2ps ストリーク管の解析に用いたが、そこに大きな問題点があることに気付いた。第一に、従来法では、光電子ビームが偏向場を通過している間その偏向電場が変化しない、つまり一定の偏向電圧が偏向電極に印加された静的偏向場として扱っていることである。しかし、例えば先に開発した 2ps ストリーク管では、図 3-6 に示したような高速の掃引電圧で掃引するので、10keV の速度の光電子ビームが長さ 12mm の偏向板を通過するのに約 200ps かかり、その間に板間電圧は 800V も変化する。このような高速掃引の場合は、静的偏向場としては扱えない。

第二に、従来法では、偏向電極内部で生じる走行時間広がりや光電面-偏向電極間で生じる走行時間広がりと同様に扱い、この時間広がりやが蛍光面上に形成される時間軸上にその時間スケールと一致して現れるとしていることである。偏向電極は管軸方向に長さを持つ空間で、連続して光電子の時間分散を空間分散に変換している。偏向電極全体での時間分散対空間分散の変換係数は、偏向電極の各微小区間で行われる変換を管軸方向の長さに渡って積分したものであり、蛍光面上の時間軸の時間スケールはその係数に基づき形成される。光電面-偏向電極間で生じた光電子の走行時間広がりや、この偏向電極全体の時間分散対空間分散の変換係数に基づき出力蛍光面上に分散されるので、それは出力蛍光面上に形成された時間軸の時間スケールと当然一致する。しかし、偏向電極の中で生じる走行時間広がりや、時間分散対空間分散の変換を行っている長さ方向の各区間で生じるので、ある区間で生じた走行時間広がりや、偏向電極の長さ方向のその区間から偏向電極出口まで（偏向電極の全区間でないことに注目）で規定される時間分散対空間分散の変換係数に従い出力蛍光面上に分散される。従って、偏向電極内で生じる走行時間広がりやが出力蛍光面上に分散される時、それが蛍光面上に形成された時間軸の時間スケールと一致して現れると見るのは無理がある。

一方ブラウン管では、静的偏向場により電子ビームが偏向される時の掃引面の端部で生じるビーム広がりやが既に解析されている<sup>30)</sup>。筆者はこれを基に $\Delta t_D$  について以下のように考察した。フォーカスモードで出力蛍光面上に最適に集束されている光電子ビームが偏向電極により掃引される時、光電子ビームの幅の両端部の光電子が偏向場から夫々異なる変位を受けることにより出力面上に集束ずれを生じ、蛍光面上で光電子ビームの空間広がりやが増加する。この空間広がりやの増加分をストリーク速度で割ったものが $\Delta t_D$  である。またその偏向場は、光電子がこの中を通過中、偏向電場が時々刻々と変化する動的偏向場として扱う必要がある。

そこでこの新しい $\Delta t_D$  についてのとらえ方に基づき、コンピューターシミュレーションを用いて動的偏向場での光電子ビームの電子軌道解析<sup>付録 2)</sup>を行い $\Delta t_D$  を評価した。その結果、動的偏向場による時間広がりやの様子は、静的偏向場によるものと大きく異なること、管の時間分解能を最小にする最適のストリーク速度が存在すること、さらにストリーク速度に応じて光電子ビームの集束条件を変えることにより、動的偏向場によって

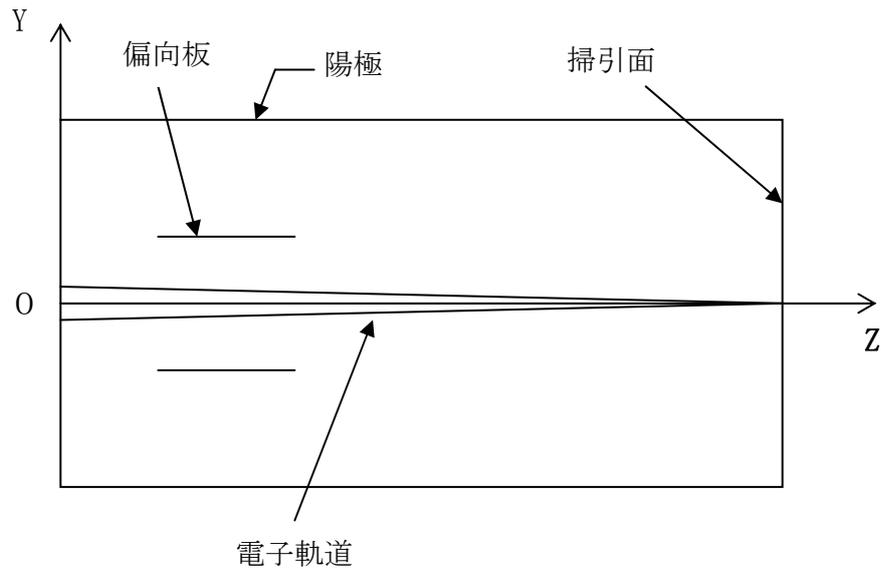


図 3-11 シミュレーションのモデル場

生じる時間分解能劣化を改善できること等を明らかにした。

また $\Delta t_D$ を上記のようにとらえると、 $\Delta t_F$ はフォーカスモードにおける出力蛍光面上の静止線状像の線幅 $W_F$ に起因する時間広がりであるのに対して、 $\Delta t_D$ は掃引時に偏向電場により前記出力蛍光面上の線状像の線幅 $W_F$ が増加する結果生じる時間広がり、ともに出力蛍光面上での光電子ビームの結像の際、発生するビームの空間広がりによる時間広がりということになるが、これらが各々独立に扱え、全体の時間分解能を算出する時は、両者のそれぞれの値のコンボリューションをすればよいことも解析の結果わかった。

#### a. 電子軌道解析の条件

先に開発した2psストリーク管の電極構造と動作条件のもとで、図3-11に示すように、偏向場から出力掃引面に至る空間の管軸を含む偏向板に垂直な二次元平面において、解析を行った。偏向電界からの影響が無視できる所を $z=0$ に選び、ここに光電面から初速0.6eV、管軸に対して $0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $60^\circ$ の角度で放出された光電子が、偏向電界が0の時、掃引面上で一点に集束する状態で入射するとした。現実には、集束電子レンズの収差により理想的に一点に集束しないが、偏向電界の影響によってのみ掃引面上で発生するビーム広がりを出算するために、集束電子レンズに収差がなく一点に集束する状態に設定した。光電面と陽極間の加速電圧は、10kVである。図3-6に示したプッシュプル掃引電圧が各々の偏向板に印加される。偏向板および板周辺の空間の各部分への偏向電圧波形の伝播時間は0とした。複数個の光電子があるタイミングで、同時に $z=0$ の位置にインパルスとして入射し、その入射タイミングと斜状電圧の傾き（ストリーク速度）を変えて解析を行った。

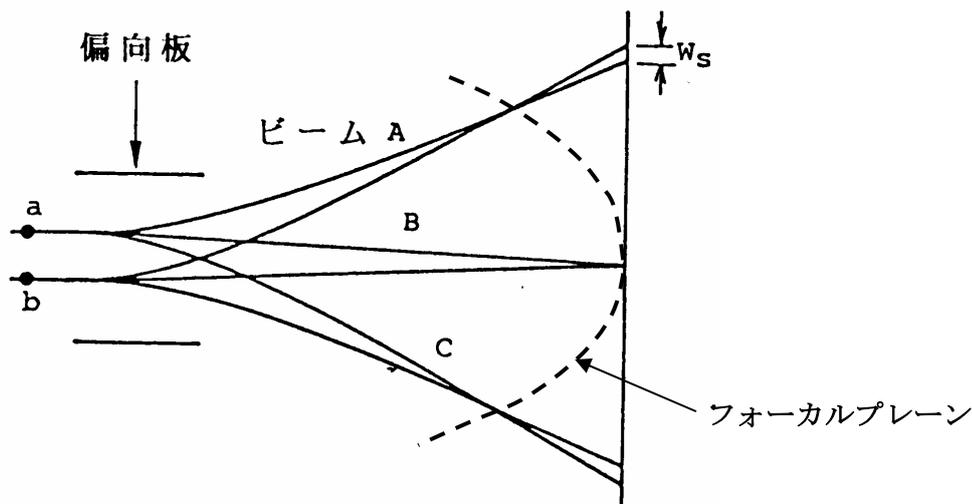


図 3-12 静的偏向場によって偏向された光電子ビームの軌道と掃引面上に生じる広がり  $W_s$

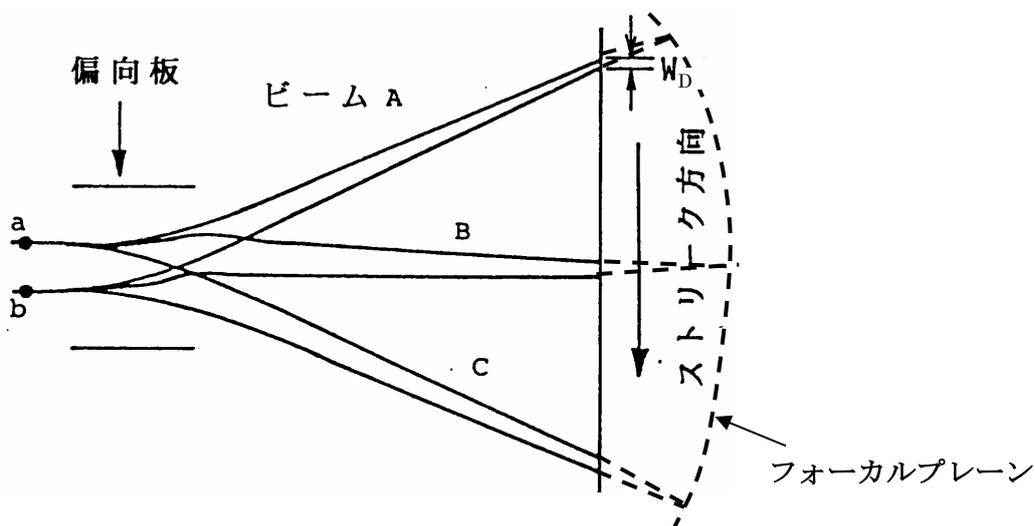


図 3-13 動的偏向場によって偏向された光電子ビームの軌道と掃引面上に生じる広がり  $W_d$

#### b. 偏向場中における電子軌道

静的偏向場によって偏向された電子ビームの軌道と掃引面上に生じる広がり  $W_s$  を図 3-12 に示す。ここで  $a$  と  $b$  は電子ビームの幅の上端と下端を表わす電子である。電子ビーム A の場合、偏向電極入口付近で偏向板の端効果によって生ずる  $z$  軸方向の電界によって  $a$  電子は加速され、 $b$  電子は減速される。これにより  $b$  電子は  $a$  電子よりゆっくり偏向電界の中を通過することになるから、 $b$  電子はより一層電界の作用を受け、 $a$  電子より強く偏向されることになる。電子ビーム C の場合は、 $a$  電子と  $b$  電子の関係が逆になる。このように、掃引面において、電子ビームは掃引面の前方に集束され、広がり  $W_s$  が生ずる。

ストリーク管に用いられる動的偏向場によって偏向された電子ビームの軌道の一例を図 3-13 に示す。図 3-14 に示すように、電子ビーム A では、光電子パルスが偏向板に時

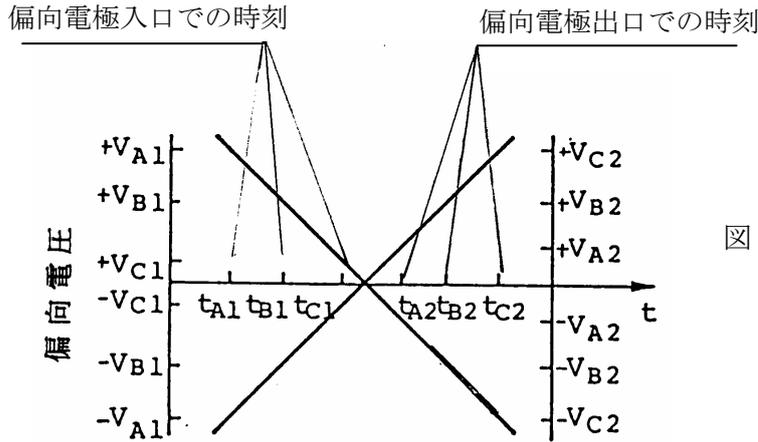


図 3-14 偏向電圧に対する光電子パルスのタイミング

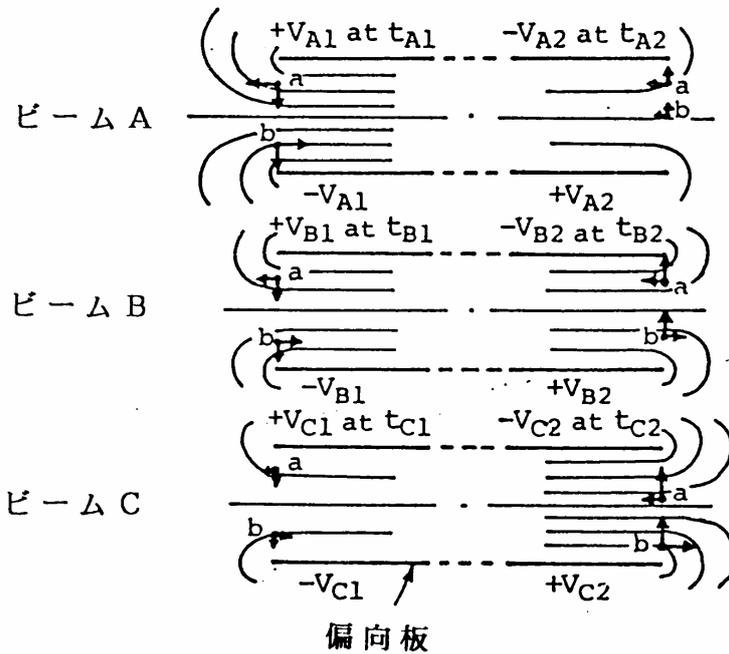


図 3-15 動的偏向場の電極端効果

矢印：偏向電界ベクトル

時刻  $t_{A1}$  で入射し、時刻  $t_{A2}$  で偏向板を出る。この期間で偏向電圧は  $\pm V_{A1}$  から  $\pm V_{A2}$  に大きく変化する。電子ビーム B、C でも同様である。そのため、電子ビーム B には、静的な場合と異なり蛇行が見られる。動的な場合も、小さな  $z$  軸方向速度の電子は偏向電界によって一層作用を受けるという基本は静的な場合と同様であるが、動的偏向場の各電子ビームにおける a 電子と b 電子の間の  $z$  軸方向の速度の関係は、静的な場合と異なり、また、偏向電界も電子のパルスが偏向場を通過する間に大きく変わるため、電子軌道に対する偏向電界の効果は静的な場合とは違ったものになる。図 3-15 は、動的な場合の電極端効果による  $z$  方向電界成分を示す。これにより、どの電子ビームにおいても、偏向場中で  $z$  方向速度成分について a 電子は b 電子より常に速く、その速度差は電子ビーム A から、C に軌道が変化するにつれて、小さくなり静的な場合と異なることがわかる。

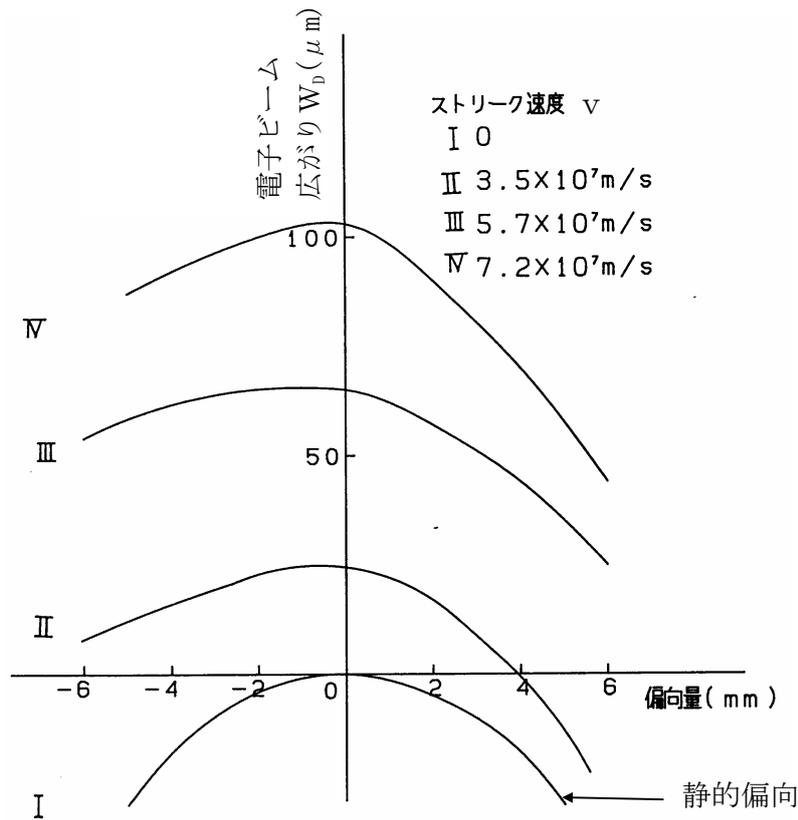


図 3-16 偏向場により掃引面上に生じる電子ビーム広がり  $W_D$  と偏向量の関係

さらに、b 電子は a 電子より遅れて来るから、同じ z 軸の位置で b 電子は a 電子が作用を受けた電界より遅れた電界の作用を受ける。これらの結果から、電子ビームは掃引面の後側に集束され、掃引面上に広がり  $W_D$  が生じる。また、この広がりとは図 3-13 の電子軌道図に点線で補足したように集束点の後方へのずれと等価であることもわかった。

偏向場により掃引面上に生じる広がり  $W_D$  と掃引面中心からの偏向量の関係を、掃引速度をパラメーターにして図 3-16 に示す。ここで、広がりとは光電面から管軸に対して、 $0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $60^\circ$  で放出された光電子が、掃引面で作る広がりとした。静的な場合の広がりとは、曲線 I に示されるように、偏向量の 2 乗に比例して大きくなる。動的な場合の広がりとは、掃引面の中心近くで最大になり、両端では小さくなるが非対称である。また、掃引速度が大きいほどその広がりとは大きくなる。

c. 動的偏向場によって生じる時間広がり  $\Delta t_D$

$\Delta t_D$  は、次式で示される。

$$\Delta t_D = W_D (v) / v \quad (3-20)$$

ここで、 $W_D$  は前記 b. に述べたもので、掃引面上の一点に理想的に集束される光電子ビ

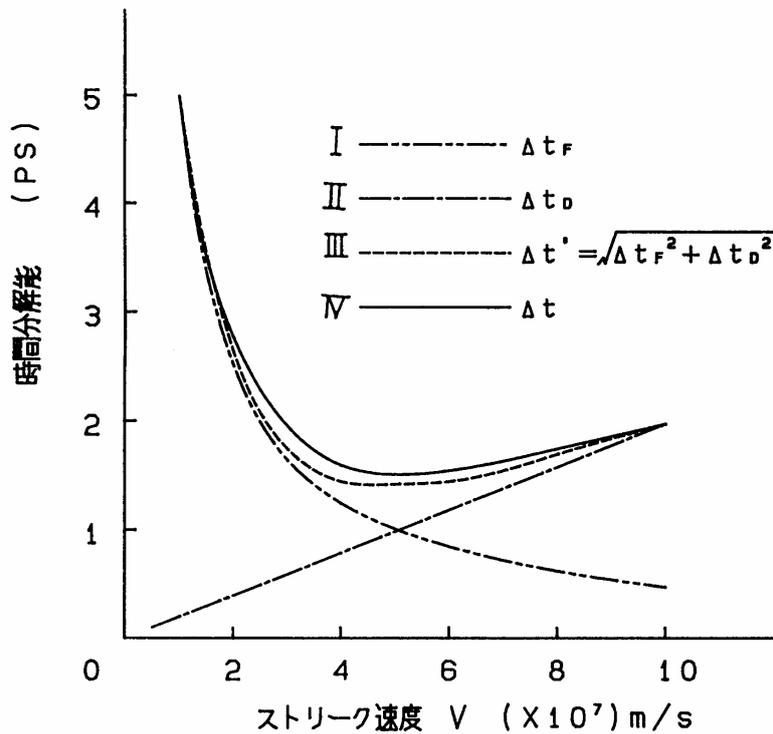


図 3-17 ストリーク速度とストリーク速度依存時間広がり関係

ームが、動的偏向場によって偏向された時のビーム広がりである。 $W_D$  は図 3-16 に示したように、ストリーク速度  $v$  と管軸からの偏向量に従って変化する。掃引面の中心での  $\Delta t_D$  とストリーク速度  $v$  の関係を図 3-17 に示す。ストリーク速度が大きくなると、 $\Delta t_D$  はほぼ直線的に増加している。これは (3-20) 式において、ストリーク速度が大きくなる時、ビーム広がり  $W_D$  がストリーク速度  $v$  の 2 乗に比例して大きくなることを示す。図 3-16 より、3.1.1.(2) の測定により得られたストリーク速度  $v$  が  $5.7 \times 10^7 \text{m/s}$  の時、 $W_D$  は偏向量 0 の出力掃引面の中央で最大の  $65 \mu\text{m}$  となり、 $\Delta t_D$  は (3-20) 式より  $1.14 \text{ps}$  となる。また同図からわかるように、 $\Delta t_D$  は掃引面の端部では中心より小さくなり、両端で非対称であるが、掃引長  $5 \text{mm}$  ( $\pm 2.5 \text{mm}$ ) の端で平均  $1.01 \text{ps}$ 、掃引長  $10 \text{mm}$  ( $\pm 5 \text{mm}$ ) の端で平均  $0.8 \text{ps}$  となる。3.1.1(1) の従来の解析法によれば、 $\Delta t_D$  はストリーク速度によらず一定であり、かつ出力掃引面の中央付近では 0 で、端部で大きくなった。ここで行った  $\Delta t_D$  の新しい解析法によれば、従来法による解析結果と大きく異なる結果が得られた。

d.  $\Delta t_F$ 、 $\Delta t_D$  とストリーク速度の関係

先述したように、ストリーク速度が大きくなると、 $\Delta t_F$  は小さくなり、 $\Delta t_D$  は増加する。そこで、この両者を組み合わせた時の時間分解能の解析を行った。図 3-17 の曲線 I、II は、それぞれ  $\Delta t_F$ 、 $\Delta t_D$  とストリーク速度  $v$  の関係を示す。

----- フォーカスモード（無掃引時）

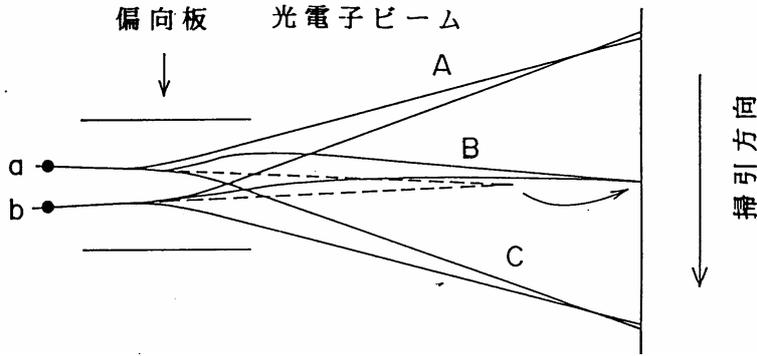


図 3-18 光電子ビームの集束ボケの補正

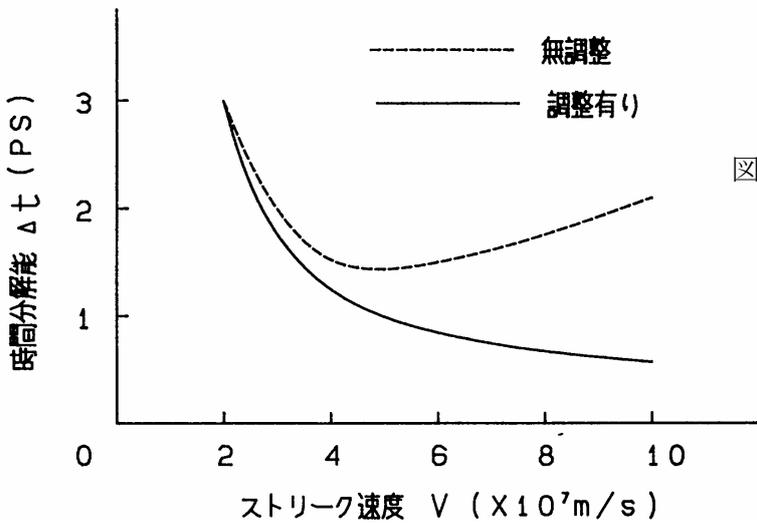


図 3-19 集束条件の調整によるストリーク速度依存時間広がり  $\Delta t$  の改善

$\Delta t_D$ 、 $\Delta t_F$ を一緒にした時間分解能を考える時、ストリーク速度で決まる時間分解能は、 $\Delta t' = \sqrt{\Delta t_D^2 + \Delta t_F^2}$ で表わすことができると仮定した。この $\Delta t'$ と $v$ の関係を曲線Ⅲに示す。いま、偏向電界の無い状態で、掃引面上にすでに広がり $W_F$ を持つ電子ビームを偏向した場合生じる掃引面上での広がり $W_{FD}$ を求めた。この場合、ストリーク速度に関する時間分解能は、 $\Delta t = W_{FD} / v$ で与えられる。 $\Delta t$ と $v$ の関係を図 3-17 の曲線Ⅳに示す。同図から $\Delta t_F$ と $\Delta t_D$ のコンボルーションが成り立つことがわかる。そしてまた、ストリーク速度の最適値が存在することもわかる。

さらに、 $\Delta t_D$ は集束条件を変えることにより改善できる。動的偏向場によって生ずるビーム広がりには図 3-13 に示すように集束点の後方へのずれと等価である。従って、図 3-18 に示すように偏向電界のないフォーカスモードで、電子ビームをあらかじめ、掃引面の前方に集束させておけば、 $\Delta t_D$ は改善できる。また集束点の移動はストリーク速度に依存するので、ストリーク速度に応じて集束条件を調整すればよい。図 3-19 は、そのような調整を行った時の掃引面中心におけるストリーク速度依存時間広がり  $\Delta t$  の改善の様子を示す。

表 3-1 各種時間広がりの新方式、従来方式による解析の比較

		従来方式	新方式
$\Delta t_{KD}$		0.83 (ps)	1.23 (ps)
$\Delta t_F$		0.88	0.88
$\Delta t_D$	中心	0	1.14
	$\pm 2.5\text{mm}$	0.5	1.01
	$\pm 5\text{mm}$	0.9	0.8
$\Delta t$	中心	1.2	1.9
	$\pm 2.5\text{mm}$	1.3	1.82
	$\pm 5\text{mm}$	1.5	1.71

#### (4) 管の理論時間分解能 $\Delta t$

管の理論時間分解能 $\Delta t$ は、3.1.2(1)～(3)で得られた $\Delta t_{KD}$ 、 $\Delta t_F$ 、 $\Delta t_D$ の各値を(3-1)式に代入すれば得られる。それを表 3-1 に従来解析方法による結果と比較してまとめて示す。

$t_{KD}$ はメッシュ電極以降の走行時間広がり考慮したので従来法の結果より大きくなった。 $\Delta t_D$ については、実際の現象に即したとらえ方で解析した結果、出力掃引面の中心で大きく周辺で小さくなり、従来法の結果とその関係が逆転し、値も大きくなった。管の理論時間分解能 $\Delta t$ は、出力掃引面の中心で1.9psと従来解析法による値1.2psより大きくなり、また中央と端での値の関係が従来解析法の結果と逆転している。実測値は、出力掃引面の中心で1.7psで新しい解析方法の結果に近いが、それより少し小さい。また、実測での掃引長が5mmのため中央と端の差は小さく、実験値としてその差は明確には現れなかった。この差については、次のようなことも原因となっている。すなわち、当時の2psストリーク管の $\Delta t_D$ の解析では単純なシミュレーションしかできないため、偏向場を通過する光電子ビームの電子軌道解析を、光電面から初速0.6eVで管軸に対して $0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $60^\circ$ で放出された光電子で代表して行い、掃引面上でのビーム広がり $W_D$ を算出した。このため、実際より大き目の値となった。後に行われた3.3.2の500fsストリーク管のシミュレーションでは、実際に近い密度分布を持つ光電子ビームで軌道解析し $W_D$ を半値幅で算出したので、より精度が向上している。

### 3.2 時間分解能の向上対策

#### 3.2.1 光電子の走行時間広がり $\Delta t_{KD}$ の低減

先の時間分解能の解析から、 $\Delta t_{KD}$ の低減のためには、まず、光電面－メッシュ電極間の走行時間広がり小さくする必要があり、さらに、1psより高い時間分解能を達成するには、メッシュ電極以降の走行時間広がりも小さくする必要があることがわかった。これらの対策について述べる。

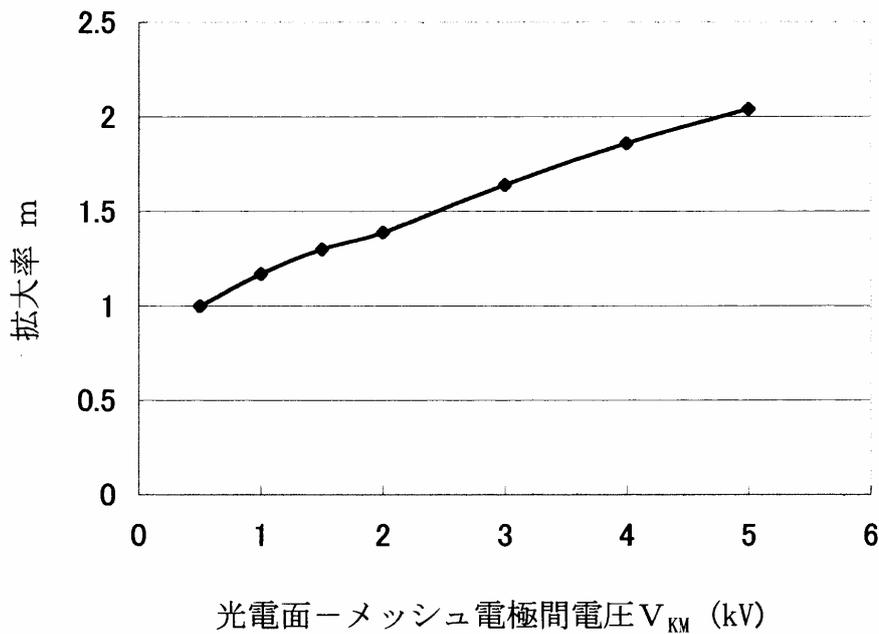


図 3-20 拡大率  $m$  の  $V_{KM}$  依存性

(1) 光電面ーメッシュ電極間の走行時間  $\Delta t_{KM}$  の低減

$\Delta t_{KM}$  は(3-2)式で示され、これを小さくするには光電面ーメッシュ電極間の電界  $E_{KM}$  を大きくする必要がある。そのためには、光電面ーメッシュ電極の間隔  $L_{KM}$  を小さくするかその間の電圧  $V_{KM}$  を大きくすれば良い。 $L_{KM}$  を非常に小さくすれば  $V_{KM}$  が小さくても  $E_{KM}$  を大きくできるが、 $V_{KM}$  をあまり低い値にするのは、メッシュ電極以降の走行時間広がりが大きくなるので良くない。また、 $L_{KM}$  を小さくするのは、組立て精度上、0.5mm 程度が限界である。一方、 $V_{KM}$  を大きくするのは、静電集束型の負電圧集束方式（集束電極の電位がメッシュ電極の電位より低い集束方式で多くのストリーク管がこの方式である）では、集束電子光学系の拡大率  $m$  が大きくなり、それは (3-3)、(3-4) 式より  $\Delta t_F$  を大きくするのでそれも考慮する必要がある。図 3-20 は、試作した 2ps ストリーク管の集束電子光学系の拡大率  $m$  の  $V_{KM}$  依存性を示す。図 3-21 は図 3-2 の放出光電子のエネルギー分布から算出した  $\Delta t_{KM}$  の  $E_{KM}$  依存性を示す。 $E_{KM}$  が大きいほど  $\Delta t_{KM}$  は小さくなるが、一方、光電面表面からの電界放出や大きな  $V_{KM}$  によるバルブ壁の放電、発光によるバックグラウンドノイズ (BG) 上昇が生じやすくなる。それらを、できる限り除去する対策 (5.2.1 参照) をするとともに、所望の時間分解能を得るのに必要以上の電界を印加しないようにすることも BG を小さくするために求められる。さらに、BG ノイズ上昇を抑えて高電界を得るために、光電面ーメッシュ電極間の印加電圧として DC 電圧にパルス電圧を重ね合わせる方式も考案し、200fs ストリーク管の動作に用いた (3.3.3 参照)<sup>18)</sup>。表 3-2 は、試作した各種時間分解能を有する管について、光電面ーメッシュ電極間の間隔  $L_{KM}$ 、電圧  $V_{KM}$ 、電界  $E_{KM}$  をまとめて示す。

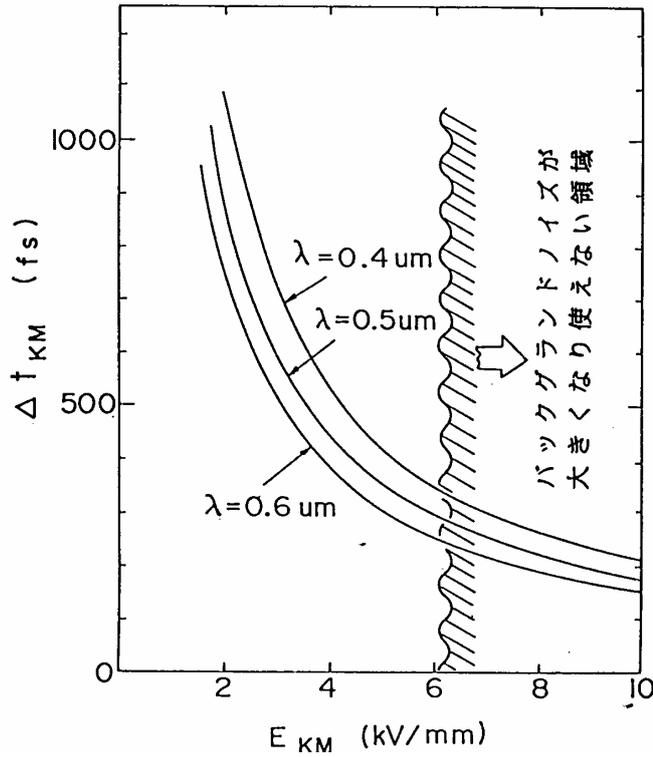


図 3-21  $\Delta t_{KM}$  の  $E_{KM}$  依存性

表 3-2 各種ストリーク管の  $L_{KM}$ 、 $V_{KM}$ 、 $E_{KM}$

	10ps 管	2ps 管	500fs 管	200fs 管
$L_{KM}$ (mm)	3	0.75	1.6	1.6
$V_{KM}$ (kV)	1.5	1.5	10	10+5*
$E_{KM}$ (kV/mm)	0.5	2	6.25	9.4

\*5kV はパルス印加

(2) メッシュ電極以降で加わる走行時間広がりへの低減

先の解析で示したように、数 ps より高い時間分解能を達成するには、メッシュ電極以降で加わる走行時間広がりを見逃すことができない。図 3-22 中の点線は、従来の静電集束型の 2ps ストリーク管の管軸上の電位分布を示す。集束電極部に低電位の低速領域があり、そこで加わる走行時間広がりが増大する問題がある。これは光電面—メッシュ電極間の電界  $E_{KM}$  を変えながら、光電面—偏向電極間の走行時間広がり  $\Delta t_{KD}$  を  $\Delta t_{KM}$  と比較するとわかりやすい。光電面、メッシュ電極、陽極の電圧を保ったまま光電面—メッシュ電極間の距離を変えてその間の電界  $E_{KM}$  を変えても集束電極の電圧の値はほとんど変化しないことが実験で確認されている。そこで、そのようにして  $E_{KM}$  の値を変えた場合の  $\Delta t_{KD}$  を計算す

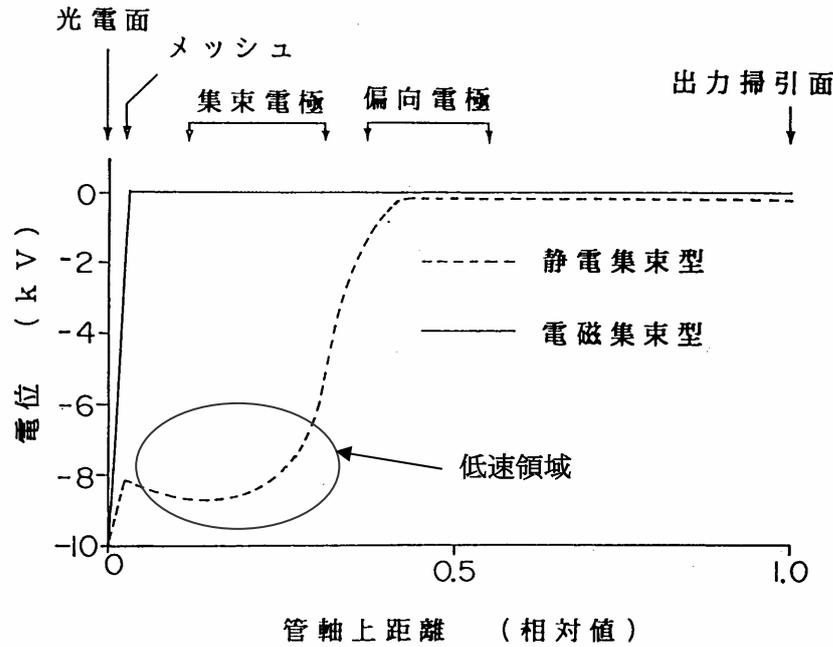


図 3-22 管軸上の電位分布

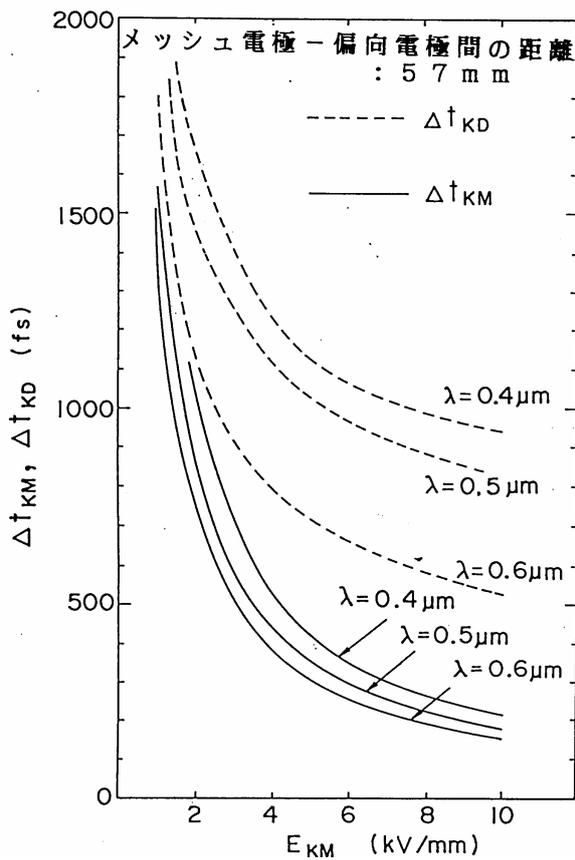


図 3-23 静電集束型で  $E_{KM}$  を変えた時の  $\Delta t_{KD}$  と  $\Delta t_{KM}$  の比較

るのに、メッシュ電極以降の電位として図 3-22 中の点線の電位をそのまま用いた。この管の、メッシュ電極と偏向電極の間の距離は、57mm である。この管の  $E_{KM}$  を変えた時、図 3-2 の放出光電子のエネルギー分布から算出した  $\Delta t_{KD}$  と  $\Delta t_{KM}$  の比較結果を図 3-23 に示す<sup>16)</sup>。  $\Delta t_{KM}$  は、  $E_{KM}$  が 6kV/mm、光波長 0.5  $\mu\text{m}$  の時、約 290fs であるのに対して、

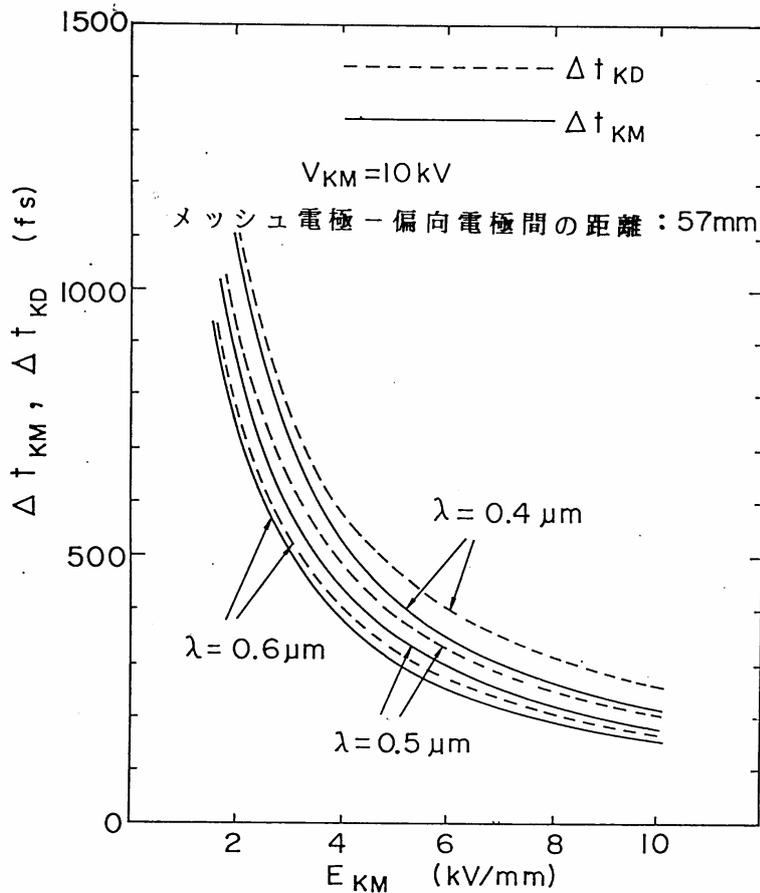


図 3-24 電磁集束型で  $E_{KM}$  を変えた時の  $\Delta t_{KD}$  と  $\Delta t_{KM}$  の比較

$\Delta t_{KD}$  は約 960fs に増加する。これは、数 100fs の時間分解能を達成するには、メッシュ電極以降に加わる走行時間広がり小さくする必要があることを明確に示す。この領域での走行時間広がり小さくするために、出力側の陽極電位より高い電位を集束電極に与える正高圧集束方式が提案された<sup>31)</sup>。しかし、その方式では光電面に対して +25kV 近い集束電圧を必要とするため、放電が生じやすく、さらに電極構造が複雑になる、集束レンズ部が長くなる等の問題点が考えられる。

そこで、電磁集束方式を採用すれば、比較的低電圧でもメッシュ電極以降の走行時間広がり小さくでき、集束部の長さも短く、かつ電極構造も簡単になると考えた<sup>14-16)</sup>。この方式では、光電子は光電面とメッシュ電極の間で、出力掃引面の電位に等しい最終加速電圧に相当する速度まで加速される。メッシュ電極以降では偏向電界以外の電界はないので、光電子は等速で移動する。この軸上電位分布を図 3-22 中の実線で示す。静電集束の時のような低い電圧の領域がないのがわかる。光電面 - メッシュ電極間の加速電圧  $V_{KM}$  を 10kV に保って、その間の距離を変えて  $E_{KM}$  を変えた時、図 3-2 の放出光電子のエネルギー分布より算出した  $\Delta t_{KD}$  と  $\Delta t_{KM}$  の比較結果を図 3-24 に示す。ここでメッシュ電極と偏向電極の間の距離は、静電集束型と同じ 57mm とした。  $E_{KM}$  が 6kV/mm、光波長

0.5  $\mu\text{m}$  の時、 $\Delta t_{\text{KM}}$  は約 290fs であるのに対して  $\Delta t_{\text{KD}}$  は約 330fs であり、メッシュ電極と偏向電極の間の距離を 100mm と長くしても、約 340fs である。これらよりメッシュ電極以降の走行時間広がり、静電集束型より小さいこと、メッシュ電極—偏向電極の距離が大きくなっても、その広がりが大きくは影響されないことがわかる。

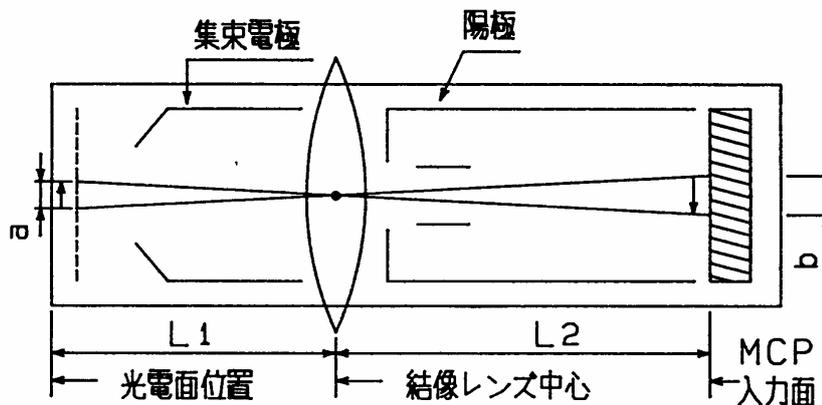
一方、シンクロスキャンストリーク管では、一回の掃引における光電流密度は小さく空間電荷効果による時間分解能低下を無視できるので、上記の静電集束型の正高圧集束方式でも光電面—陽極間の電圧を 5kV 程度の低い値に設定でき、集束電極に与える正高圧を光電面に対して +15kV 程度に収めることができる。電極数も増やさないよう電極形状を工夫して小さくすることで、この方式の問題点を克服し、メッシュ電極以降で加わる走行時間広がりを低減し、660fs の時間分解能を達成している (3.3.5 参照)<sup>20, 21)</sup>。

### 3.2.2 フォーカスモードにおける出力蛍光面上の静止線状像の線幅 $W_F$ に起因する時間広がり $\Delta t_F$ の低減

$\Delta t_F$  は (3-3) 式で示されるので、それを低減するには、線幅  $W_F$  を小さくするかストリーク速度  $v$  を大きくする必要がある。 $W_F$  は (3-4) 式で示され、光電面における入射線状光の掃引方向の半値幅  $\Delta l_0$  は、光の利用率などから通常 10  $\mu\text{m}$  内外である。従って  $W_F$  を小さくするには、電子光学系の拡大率  $m$  とその系のラインスプレッドの半値幅  $\Delta l_1$  を小さくする必要がある。拡大率  $m$  は、集束電子レンズを薄いレンズと仮定すれば、図 3-25 より次式で近似できる。

$$m = L_2 / L_1 \quad (3-21)$$

ここで  $L_1$ 、 $L_2$  はそれぞれ光電面—集束電子レンズ中心、集束電子レンズ中心—出力掃引面間の距離である。実際には集束電子レンズは厚いレンズであり、光電面—メッ



$$m = b / a = L_2 / L_1$$

図 3-25 結像電子光学系の拡大率  $m$  とレンズ位置の関係

表 3-3 各種ストリーク管の拡大率

	10ps 管	2ps 管	500fs 管	200fs 管	フェムトシンクロ管
拡大率	3	1.3	3	2.7	5.2

シュ間の電圧  $V_{KM}$  にも依存する (図 3-20 参照) が、下記のおおまかな検討は上式で扱える。管長 ( $=L_1+L_2$ ) を一定とすれば、 $L_1$  を大きく、 $L_2$  を小さくすれば  $m$  を小さくできる。しかし、一方で大きな  $L_1$  はメッシュ電極以降で加わる走行時間広がりや、偏向場に到達した時の光電子ビームの幅  $r_b$  を大きくする傾向があり、また、小さな  $L_2$  は偏向感度を小さくしてストリーク速度  $v$  を小さくすることを考慮する必要がある。表 3-3 に試作した各種ストリーク管の拡大率をまとめて示す。フェムト秒の時間分解能の管では、ストリーク速度を大きくするために  $L_2$  を大きくしている。そのため、拡大率は例えばフェムトシンクロスキャン管では、5.2 と大きくなる。そこでこの場合は、 $W_F$  を小さくするために入射線状光の幅  $\Delta l_0$  を  $5 \mu m$  程度の小さな値にしている<sup>20, 21)</sup>。

フォーカスモードでの電子光学系で生じるラインスプレッドの半値幅  $\Delta l_1$  に関しては、集束電子レンズによる広がり数は数  $\mu m$  と小さく MCP—蛍光面間でのビーム広がり数が大部分となる。従って  $\Delta l_1$  は、チャンネルピッチの小さな MCP を用いる、蛍光面—MCP の間隔を小さくするなど小さくできる。2ps の時間分解能を有するストリーク管では、 $15 \mu m$  ピッチの MCP を用い、蛍光面—MCP の間隔を 0.5mm にして、 $\Delta l_1 \sim 35 \mu m$  を得ている<sup>27, 28)</sup>。

ストリーク速度  $v$  (m/s) は次式で示される。

$$v = D_s \times 10^{-3} \times (\Delta V_D / \Delta T) \quad (3-22)$$

ここで  $D_s$  は管の偏向感度 (mm/kV)、 $\Delta V_D / \Delta T$  (kV/s) は偏向板間に印加されている掃引電圧の時間変化率である。これより、 $v$  を大きくするには、 $D_s$  と  $(\Delta V_D / \Delta T)$  を大きくする必要がある。管の偏向感度  $D_s$  は次式で示される。

$$D_s = L_D \left( \frac{L_D}{2} + L_{DS} \right) / (V_{KA} \cdot 2d) \quad (3-23)$$

ここで、 $L_D$  は偏向板の管軸方向の長さ (mm)、 $L_{DS}$  は偏向電極—掃引面 (MCP 入力面) 間の距離 (mm)、 $V_{KA}$  は光電面—陽極間の加速電圧 (kV)、 $d$  は偏向板の間隔 (mm) である。式より  $V_{KA}$  を低くする、 $L_D$ 、 $L_{DS}$  を大きくする、 $d$  を小さくするなど偏向感度  $D_s$  を高くできる。しかし、以下の点に留意する必要がある。 $V_{KA}$  が低過ぎると電子光学系のラインスプレッドの増大、メッシュ電極以降で加わる光電子の走行時間広がりや偏向場入口における光電子ビームの幅  $r_b$  の増加、空間電荷効果による時間分解能の劣化などの問題が生じる。 $L_D$  を大きくし過ぎたり、 $d$  を小さくし過ぎると、偏向板間の静電容量が大き

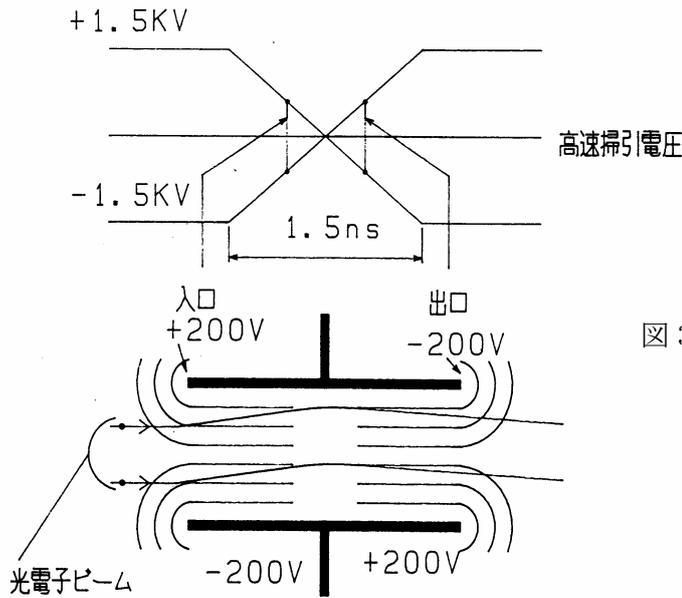
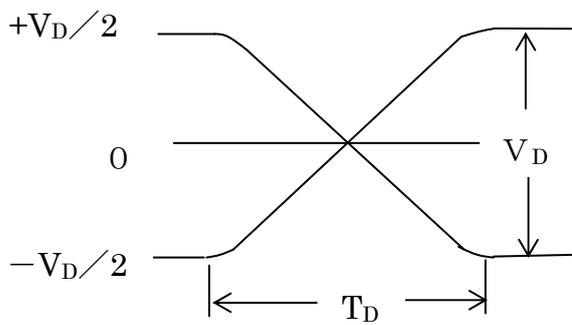


図 3-26 高速掃引電圧を印加した時  
生じる光電子ビームの蛇行



	$T_D$ (ns)	$V_D$ (kV)
10ps 管	1	1*
2ps 管	1.5	3
500fs 管	1.5	3
200fs 管	0.4	3

\*10ps 管は、シングル掃引  
(片側の掃引電圧のみ)

図 3-27 各種ストリーク管の掃引電圧波形

くなって高速の偏向電圧波形がなまり、期待されるほどストリーク速度が大きくなり、光電子ビームを掃引面の端まで掃引すると、偏向板にぶつかったり、近付き過ぎて、端効果により時間分解能が劣化するなどの問題が生じる。

偏向板間に印加されている掃引電圧の時間変化率( $\Delta V_D/\Delta T$ )を大きくする一つの方法は、図 2-2(b)に示したプッシュプル掃引を用いることである。こうすれば、一方の偏向板に印加される掃引電圧の時間変化率の 2 倍の変化率が得られる。フェムト秒の非常に高い分解能を得ようとして 3kV/400ps というような大きな時間変化率の掃引電圧を通常の偏向板に印加するとインピーダンス不整合や静電容量のために波形がなまったり、図 3-26 に示すように偏向板内部で光電子ビームの蛇行が生じ、掃引面上でストリーク像のシフトが生じたり、端効果によるフォーカスポケの増大などの問題が生じる<sup>10,13)</sup>。その対策に高速のオシロスコープに用いられている進行波型偏向電極を用い、200fs の時間分解能を達成できた (3.3.3 参照)<sup>18)</sup>。図 3-27 に各種ストリーク管で最高時間分解能を達成するのに印加した掃引電圧波形をまとめて示す。

### 3.2.3 偏向場端効果と光電子ビームの掃引方向の幅に起因する時間広がり $\Delta t_D$ の低減

高時間分解能を得ようとして光電子ビームを高速で掃引すると 3.1.2(3)の解析で示したように、掃引面上で集束点の後方へのずれと等価な光電子ビームの広がり  $W_D$  (図 3-13 参照) が生じる。そしてこの広がりとは図 3-18 に示すように偏向電界のないフォーカスモードで、電子ビームをあらかじめ、掃引面の前方に集束させておけば、 $\Delta t_D$  は改善できることもそこに述べた。この方法は試作した単発掃引およびシンクロスキャン動作のフェムト秒ストリーク管の動作に用いられ大きな効力を発揮した<sup>14-16), 18-21)</sup>。

なお、ストリーク管はいつも最高時間分解能を出すようにのみ動作されるのではなく、遅い現象の解析では時間分解能はそれほど高くなくても観察できる時間幅が大きい方がよい場合も多い。そのような時は、ストリーク速度  $v$  を遅くして計測する。掃引速度が非常に遅い時は、図 3-12 に示したように静的偏向場によって掃引面上の両端に光電子ビームの広がり  $W_s$  が生じ、この広がりとはストリーク速度が大きくなるにつれて図 3-13 の広がりに移行していく。従って、ストリーク速度がかなり遅い時は、掃引面の端では、 $\Delta t_D = W_s / v$  が偏向場と電子ビームの相互作用による時間広がりになる。図 3-12 に示した広がり  $W_s$  は二枚の偏向板に極性の異なる掃引電圧を印加するプッシュプル掃引(図 2-2(b)参照)の場合を示しているが、片側の偏向板にのみ掃引電圧を印加するシングル掃引(図 2-2(a)参照)では、掃引面の両端におけるビーム広がり  $W_s$  の様子が異なる。表 3-4 は、2ps ストリーク管の出力蛍光面上で、静的偏向電圧を印加して光電子ビーム偏向した時の、ビームの時間軸方向の半値幅を掃引軸の中心、その上下 5mm の位置で測定したものを示す。これより、掃引面の両端におけるビーム広がり  $W_s$  がプッシュプル掃引では等しいが、シングル掃引では、非対称でかつ、より大きくなるのがわかる。これは、偏向板間に印加されている偏向電圧が同じ時、偏向板とグラウンド電位の陽極との電位差がシングル掃引の場合のほうが大きくなり、その付近に生じる電子レンズの効果が大きくなるため、かつ偏向電圧の極性が負の時のほうが、光電子の速度が遅くなってそのレンズ効果がより大きくなるためと考えられる。これより、プッシュプル掃引の方が掃引軸上の広い範囲で高い時間分解能を得るのに有利である。

プッシュプル掃引は大きなストリーク速度を得るにも有利であるが、一方で、以下に述べるこの動作特有の時間分解能劣化があることを、2ps ストリーク管の時間分解能の測定実験において見出した。図 3-28 に示すように二つのプッシュプル掃引電圧波形の交

表 3-4 静的偏向電圧で偏向した時の出力面上のビーム広がり (半値幅)

	プッシュプル掃引	シングル掃引	入射光波長 5000 Å ( )内は 2537 Å の時
中心	42(45) (μm)	42(45) (μm)	
+5mm	50(63)	78(92)	
-5mm	45(64)	126(175)	

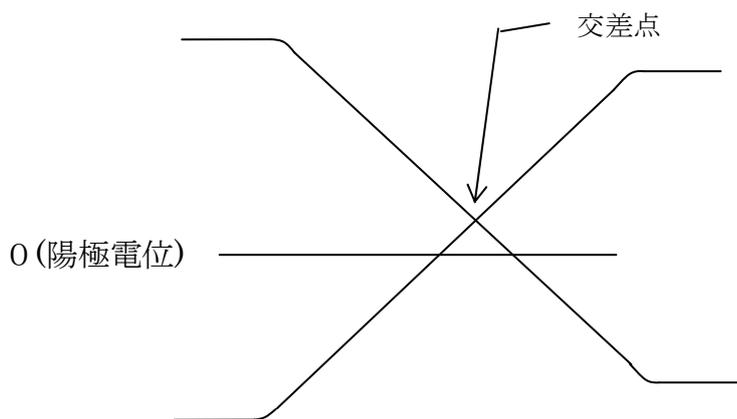


図 3-28 プッシュプル掃引電圧の交差点の陽極電位からのズレ

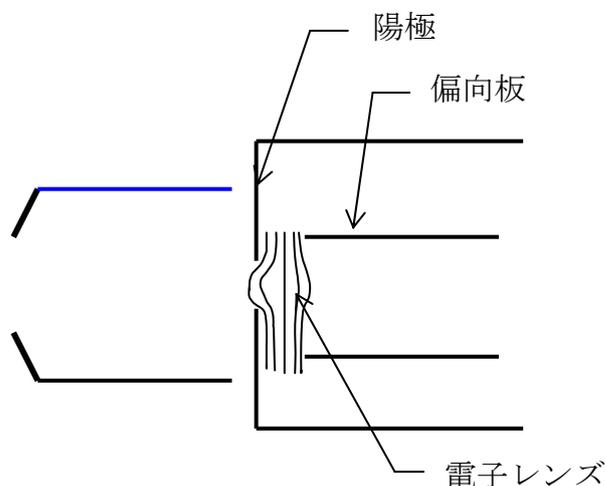


図 3-29 偏向板と陽極の間で形成される電子レンズ

差点が陽極電位（グラウンド電位）からずれると時間分解能が劣化する。これは、交差点が陽極電位からずれると、陽極と二枚の偏向板との電位差によりここに図 3-29 に示すような電子レンズが作られ、光電子ビームの掃引面上での結像が乱されてボケが発生し、出力蛍光面上の中心付近に発生するストリーク像の時間分解能が劣化するからである。この交差点と陽極との電位差が大きいほどそのボケは大きくなる。この交差点の陽極電位からのずれは、両波形の振幅や立上がり特性が異なったり、タイミングがあっていない時に生じる。この交差点を陽極電位に合わせる微調整をオシロスコープを用いて行うのは、立上がりが 1ns オーダーのため非常に困難である。そのため以下のような調整方法を考案した。交差点の陽極電位からのずれによるストリーク像のボケは時間軸方向だけでなく、それに垂直な空間方向でも生じる。そこで光電面上への入射線状像の線方向を掃引方向に平行に設定し、パルス光を照射して掃引し、出力像が空間方向でボケない

で得られるよう両方の掃引電圧波形のタイミングを調整した。これにより両電圧波形の交差点の陽極電位からのずれによる時間分解能劣化を除去することができた。この方法を使えば、出力線状像は掃引方向に平行なので光電子の走行時間広がりなどには影響されず、また時間分解能より長い光パルスでも調整でき非常に便利である。

### 3.2.4 管および動作の主要パラメーターと時間分解能の関連

前節までに $\Delta t_{KD}$ 、 $\Delta t_F$ 、 $\Delta t_D$ の各項を小さくするための対策を論じた。そこで述べた図3-30に示す管の主要パラメーター（諸寸法、動作電圧）と時間分解能を中心とした管の特性との関連を表3-5にまとめて示す。これによれば、一つのパラメーターを変えた時、それが複数の種類の時間広がりやその他の管の特性に影響し、ある項目は良くなるが他の項目は劣化する場合も多くある。従って目標の時間分解能を達成するためには、総合的に特性を見ながら各々の時間広がりバランス良く小さくする必要がある。この後述べる時間分解能を向上するために試作した管では、コンピューターシミュレーションや実験管を用いて、試行錯誤により各パラメーターを決定した。

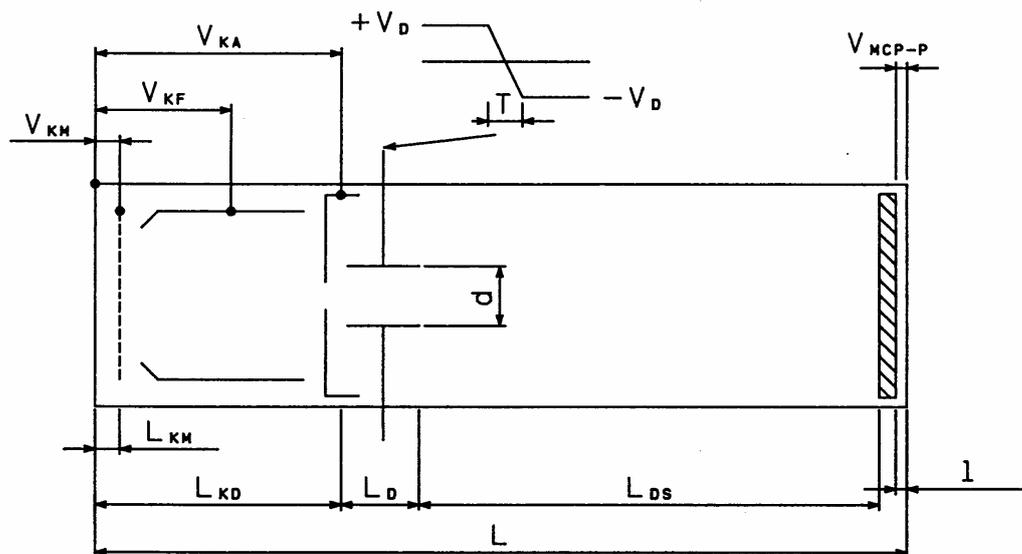


図3-30 管の主要パラメーター（諸寸法、動作電圧）

表 3-5 管の主要パラメーターと特性との関連

- $\Delta t_{KD}$  : 光電面-偏向電極間の光電子群の走行時間広がり。  
 $\Delta t_F$  : フォーカスモード(無掃引時)における出力蛍光面上の静止線状像の線幅に起因する時間広がり。  
 $\Delta t_D$  : 偏向場端効果と光電子ビームの掃引方向の幅に起因する時間広がり。  
 $\Delta t_{SP}$  : 空間電荷効果による時間広がり。  
 ○印 : 良くなる方向  
 ×印 : 悪くなる方向

光電面-掃引面間距離 L $L = L_{KD} + L_D + L_{DS}$	小型化の点ではLは短いのが望ましい。 短く→ $L_{DS}$ 小→偏向感度が悪くなる。→ $\Delta t_F$ × 長く→空間電荷効果が大きくなる。→ $\Delta t_{SP}$ ×
光電面-メッシュ電極間電界 $E_{KM}$	$E_{KM} = V_{KM} / L_{KM}$ : $E_{KM}$ 大→ $\Delta t_{KD}$ ○ 制限要因 ・ 耐圧悪→BG大→S/N × ・ $V_{KM}$ 大→電子光学系拡大率大→ $\Delta t_F$ × →出力像輝度小→S/N × ・ $L_{KM}$ 小→機械的精度難(メッシュ移動式のため)   $V_{KM}$   >   $V_{KF}$  が条件 $L_{KM}$ を小さくして  $V_{KM}$  を  $V_{KF}$  より小さくしてしまうと、メッシュ電極から二次電子が出力に出てきてしまう。→BG大→S/N ×
光電面-陽極間電圧 $V_{KA}$	$V_{KA}$ 大→走行時間広がり小→ $\Delta t_{KD}$ ○ 空間電荷効果小→ $\Delta t_{SP}$ ○ 偏向場内での光電子ビームの掃引方向の幅小 → $\Delta t_D$ ○ 耐圧悪→BG大→S/N × 偏向感度小→ $\Delta t_F$ ×
斜状偏向電圧振幅 $V_D$	$V_D$ 小→偏向回路製作容易 ストリーク速度小→ $\Delta t_F$ × $2V_D/T$ 大→ストリーク速度大→ $\Delta t_F$ ○ 出力面掃引幅が決まっているので、観測可能時間小 ×
MCP <sub>OUT</sub> -蛍光面間電圧 $V_{MCP-P}$	$V_{MCP-P}$ 大→電子ビーム広がり小→ $\Delta t_F$ ○ 出力像輝度大 ○ 耐圧悪→BG大→S/N ×
光電面-偏向電極間距離 $L_{KD}$	L一定 $L_{KD}$ 小→ $L_{DS}$ 大→偏向感度大→ $\Delta t_F$ ○ 光電面-偏向電極間の走行時間 小→ $\Delta t_{SP}$ ○ 偏向場内での光電子ビームの掃引方向の幅小→ $\Delta t_D$ ○ 拡大率 大→ $\Delta t_F$ ×
偏向電極寸法	$L_D$ (板長さ) 大→偏向感度大→ $\Delta t_F$ ○ 有効掃引幅 小→有効観測時間幅小 × d(板間隔) 小→偏向感度大→ $\Delta t_F$ ○ 端効果大→ $\Delta t_D$ × 有効掃引幅 小→有効観測時間幅 小 ×
偏向電極-掃引面間距離 $L_{DS}$	L一定 $L_{DS}$ 大→偏向感度大→ $\Delta t_F$ ○ → $L_{KD}$ 小→光電面-偏向電極間の走行時間 小→ $\Delta t_{SP}$ ○ 偏向場内での光電子ビームの掃引方向の幅 小→ $\Delta t_D$ ○ 拡大率 大→ $\Delta t_F$ ×
MCP <sub>OUT</sub> -蛍光面間距離 l	l 小→電子ビーム広がり小→ $\Delta t_F$ ○ 耐圧悪→BG大→S/N ×

### 3.3 各種高時間分解能ストリーク管

#### 3.3.1 2ps ストリーク管<sup>27-29)</sup>

この管は、本研究で始めて 10ps の時間分解能を有する MCP 内蔵ストリーク管<sup>32)</sup>を試作してから、最初に高時間分解能化を図り 2ps の時間分解能を得ることができたものである。

この管の時間分解能の理論的解析と時間分解能の測定に関しては、3.1.1 と 3.1.2 に詳しく述べたのでそちらを参照されたい。ここでは、2ps の時間分解能を得るために、10ps のストリーク管のどのパラメーターを変えたかということと試作管の構造、静特性についてのみ述べる。

#### (1) 時間分解能向上対策

以下に 10ps ストリーク管(6.1 参照)と比較しながら、各要因による時間広がり小さくするために行った対策について述べる。

光電面—メッシュ電極間の光電子の走行時間広がり $\Delta t_{KD}$ を小さくするために、光電面—メッシュ電極間の電界 $E_{KM}$ を 0.5kV/mm から 2kV/mm と大きくし、さらにメッシュ電極以降の走行時間広がりも考慮して光電面—陽極間の加速電圧 $V_{KA}$ を 6.5kV から 10kV と大きくした。これは 5.2.1 に詳しく述べるように、放電防止のため電極形状や、電極、ガラスバルブ表面の処理等を工夫することにより可能になった。電界 $E_{KM}$ を 2kV/mm にするのに光電面—メッシュ電極間の電圧 $V_{KM}$ を 1.5kV に保ったまま、間隔を 3mm から 0.75mm に小さくした。 $V_{KM}$ の値 1.5kV は、次に述べる $\Delta t_F$ を小さくするための対策の中で決定した。

(3-3)式に示されるフォーカスモードにおける蛍光面上の静止線状像の線幅 $W_F$ に起因する時間広がり $\Delta t_F$ を小さくするため、線幅 $W_F$ を小さくし、ストリーク速度 $v$ を大きくした。(3-4)式に示される $W_F$ を小さくするのに、結像電子光学系の拡大率 $m$ と電子光学系のラインスプレッド $\Delta l_1$ を小さくした。拡大率 $m$ を 10ps ストリーク管の 3 から 1.3 に小さくした。そのため、陽極—MCP 間の寸法は 10ps ストリーク管の 85mm に保ったまま、光電面—陽極間の寸法を大きくした(図 3-25 参照)。さらに拡大率 $m$ は、図 3-20 に示すように光電面—メッシュ電極間の電圧 $V_{KM}$ と光電面—陽極間の電圧 $V_{KA}$ の電圧比率によっても決まる。 $V_{KA}$ は上記のように 10kV (光電面電位は -10kV) とした。 $V_{KM}$ が大き過ぎると拡大率 $m$ が大きくなってしまい、一方、小さ過ぎるとメッシュ電極より集束電極の方が電位が高くなり、光電子がメッシュ電極にぶつかって生じる二次電子が出力側に達してしまう(5.2.3 参照)。これらより $V_{KM}$ を 1.5kV (メッシュ電極電位は -8.5kV) に決めた。この時、集束電極電位は -8.7kV となった。

電子光学系のラインスプレッド $\Delta l_1$ を小さくするために、二つの対策を行った。一つはメッシュ電極のピッチを 750 本/インチから 1000 本/インチとした。これは光電面とメッシュ電極の間の距離が近くなったことにより、メッシュレンズの効果が強くなり電子軌道が乱されて、 $\Delta l_1$ が大きくなるのを防ぐためである。もう一つは MCP—蛍光面間で

の電子ビームの広がり小さくするために、この間隔を組み立て精度を上げることにより 1mm から 0.5mm にした。

次にストリーク速度  $v$  を大きくするために行った対策について述べる。一つは加速電圧を 10kV と大きくしたことによる偏向感度の低下を補うために、偏向板の間隔を 5mm から 4mm にした。偏向板の長さ  $L_D$  は 12mm、偏向電極—MCP 間の距離  $L_{DS}$  は 70mm と変えていないので、偏向感度は (3-23) 式より 11.4mm/kV と算出される。もう一つは、偏向板間に印加される掃引電圧の時間変化率を大きくした。10ps ストリーク管では、図 2-2(a) に示す片側の偏向板だけに掃引電圧を印加するシングル掃引方式を用い、板間に印加される掃引電圧の時間変化率は 1kV/ns であった。2ps ストリーク管では、図 3-6 に示すように、2 枚の偏向板に極性の異なる掃引電圧を印加するプッシュプル掃引方式を用い、片側の掃引電圧の時間変化率も 2.31kV/ns と大きくした。その結果、板間に印加される掃引電圧の時間変化率はその 2 倍の 4.62kV/ns と大きくなる。これによりストリーク速度  $v$  を  $1.5 \times 10^7$  m/s から  $5.27 \times 10^7$  m/s に上げることができる。偏向場端効果と光電子ビームの掃引方向の幅に起因する時間広がり  $\Delta t_D$  を小さくするための対策は特に行わなかった。

## (2) 試作管の構造と静特性

図 3-31、図 3-32 はそれぞれ上記対策に基づき設計、試作した管の外観および断面構造と動作電圧を示す。基本的な構成は 10ps ストリーク管と同じだが、新たに擬似信号除去用のコーン電極を MCP の前に設けた (5.2.3 参照)。外形寸法は全長 150mm、外径 52mm である。光電面—陽極間の加速電圧は 10kV である。10ps ストリーク管より全長が少し長くなり、加速電圧も大きくなった。表 3-6 に管の主要パラメーターを 10ps ストリーク管と比較して示す。

試作管の静特性を表 3-7 に示す。その特性について 10ps ストリーク管のものと比較する。S-20 光電面の感度は約  $140 \mu\text{A}/1\text{m}$  で、光電面作成技術の向上により改善されている。電子レンズの拡大率は 3 から 1.3 と小さくなった。限界空間分解能は、MCP と蛍光面の距離を縮めた効果により 7lp/mm から 26lp/mm に大きく向上し、ラインスプレッドの半値幅は  $35 \mu\text{m}$  が得られた。偏向感度は 17mm/kV から 12mm/kV と悪くなった。これは加速電圧が 6.5kV から 10kV と大きくなったことによる。一方、MCP の電子増倍特性は加速電圧の増加によってはほとんど変わらなかった (図 6-3 参照)。

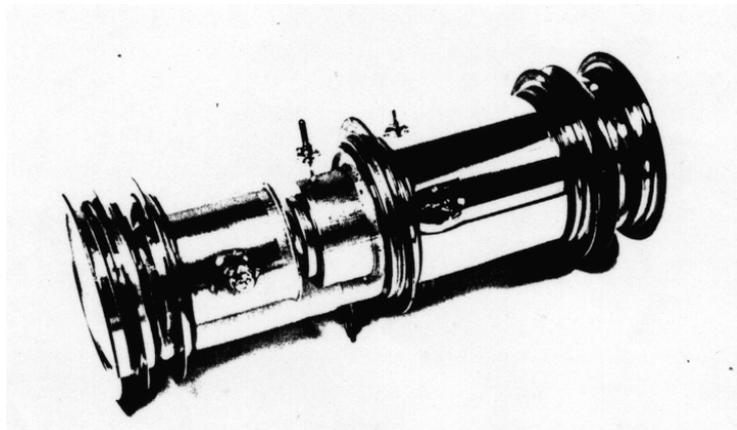


図 3-31 2ps ストリーク管の外観

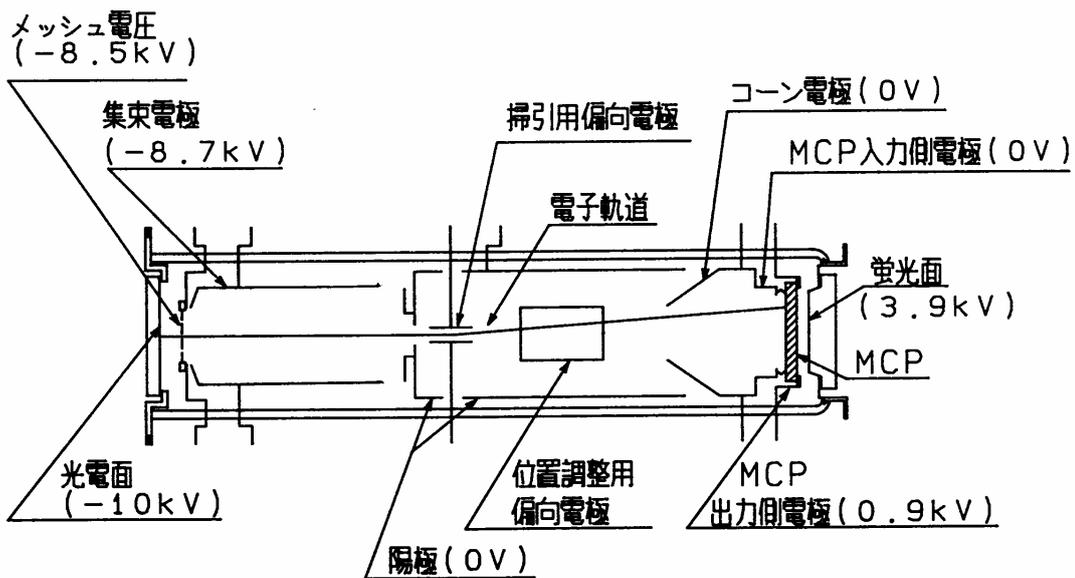


図 3-32 2ps ストリーク管の断面構造と動作電圧

表 3-6 管の主要パラメーターの 10ps ストリーク管との比較

パラメーター		管種	10ps ストリーク管	2ps ストリーク管
全長			130mm	150mm
外径			52mm	52mm
光電面-メッシュ電極 間隔			3mm	0.75mm
メッシュの細かさ			750本/インチ	1000本/インチ
偏向電極	長さ		12mm	12mm
	間隔		5mm	4mm
MCP出力端-蛍光面 間隔			1mm	0.5mm
光電面-メッシュ電極 間電圧			1.5kV	1.5kV
光電面-陽極間 加速電圧			6.5kV	10kV
光電面-メッシュ電極 間電界			0.5kV/mm	2kV/mm
掃引電圧方式 時間変化率			シングル掃引 1kV/ns	プッシュプル掃引 2.31kV/ns(片側)

光電面の感度	140 $\mu$ A/lm
電子光学系の拡大率	~1.3
限界空間分解能	26lp/mm
偏向感度	12mm/kV
MCP 電子増倍率	$3 \times 10^3$ (1kV 印加時)

表 3-7 2ps ストリーク管の静特性

### 3.3.2 500fs ストリーク管<sup>14-16)</sup>

3.1.2 の 2ps ストリーク管の時間分解能の解析では、さらに時間分解能を上げていくには、光電子ビームの走行時間広がりについては、光電面近傍だけでなく、メッシュ電極から集束電極を経て偏向電極入口までの間で生じるものについても小さくする必要があり、高速で変化する動的偏向電場を光電子ビームが通過すると独特の時間分解能の劣化が生じること、また、それは、光電子ビームの集束条件を変えることにより改善できることが示された。そこでこれらの結果を踏まえて、フェムト秒領域の時間分解能を達成するストリーク管の設計概念を作成した。それに基づいて設計・試作されたストリーク管は、限界時間分解能の理論値が 400fs であることが示され、実験値としては 500fs が得られた。この値は 1984 年当時、世界最高の値である。

#### (1) 新設計概念

フェムト秒領域の時間分解能を得るために、種々の要因による時間広がりをする限り小さくするにはどうすべきか、先の 2ps ストリーク管の時間分解能の理論解析を基に検討した。

##### a. 光電面－偏向電極間の走行時間広がり $\Delta t_{KD}$

##### 光電面－メッシュ電極間の走行時間広がり $\Delta t_{KM}$

$\Delta t_{KM}$  は図 3-21 に示され、これを小さくするには光電面－メッシュ電極間  $E_{KM}$  をできる限り大きくすることが望ましい。しかし実際には、 $E_{KM}$  の大きさは出力蛍光面上のバックグラウンド (BG) 上昇によって制限されることを実験によって見出した。BG 対策として電界放出をなくすための光電面表面の平滑化や不要な光電面領域からの放出電流を除去するためのメッシュ電極への制限孔の付加などを行った (5.2.1、5.2.2 参照)。その結果、実用可能な最大電界を約 6kV/mm まで高めることができた。光波長 0.5  $\mu\text{m}$  の時、 $E_{KM}$  が 6kV/mm とすると、 $\Delta t_{KM}$  は約 290fs にできる (図 3-21 参照)。

##### メッシュ電極以降の走行時間広がりの増加

フェムト秒時間分解能の領域では無視できないメッシュ電極以降の走行時間広がりを小さくするために電磁集束方式を採用することにした。そうすれば、光電子は光電面とメッシュ電極の間で、出力掃引面の電位に等しい最終加速電圧に相当する速度まで大きく加速され、メッシュ電極以降の走行時間広がりの増加を非常に小さくできる。光電面－メッシュ電極間の電圧  $V_{KM}$  が 10kV、 $E_{KM}$  が 6kV/mm、光波長が 0.5  $\mu\text{m}$  の条件で、光電面－偏向電極間の走行時間広がり  $\Delta t_{KD}$  は、メッシュ電極－偏向電極間の距離が 57mm の時、約 330fs、100mm でも約 340fs で、光電面－メッシュ電極間の走行時間広がり  $\Delta t_{KM}$  ~290fs からの増加はわずかである (3.2.1(2)参照)。図 3-33 は、 $E_{KM}$  を 6kV/mm に保った時、図 3-2 の放出光電子のエネルギー分布から算出した  $\Delta t_{KD}$  の  $V_{KM}$  依存性を示す。 $E_{KM}$  を 6kV/mm に保つ条件は、 $V_{KM}$  を変えた時、光電面－メッシュ電極間の距離を数 mm の

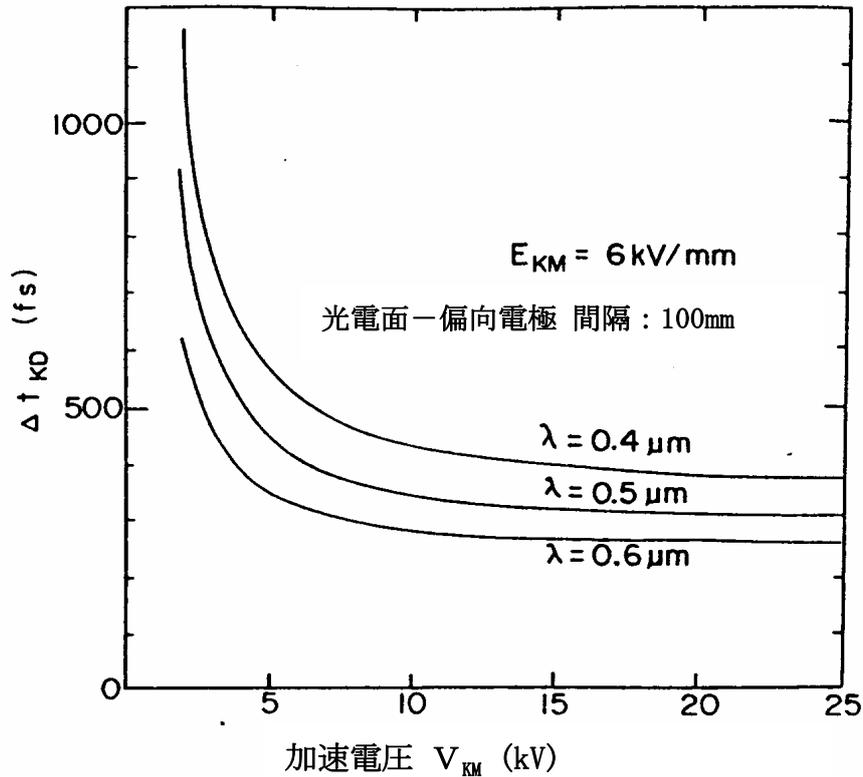


図 3-33  $\Delta t_{KD}$  の  $V_{KM}$  依存性

範囲で変えることにより作り出すことができる。 $\Delta t_{KD}$ は $V_{KM}$ が大きくなるに従って約10kVまでは小さくなるが、 $V_{KM}$ が10kV以上では、 $\Delta t_{KD}$ は $\Delta t_{KM}$ にほとんど等しくなり、あまり小さくならない。一方、 $V_{KM}$ が大きくなると、光電面-メッシュ電極間でガラス壁沿面の放電が生じ易くなり、偏向感度も下がる。従って $V_{KM}$ は10kV程度が望ましい。

b. 出力線状像の線幅  $W_F$  に起因する時間広がり  $\Delta t_F$

$\Delta t_F$ は (3-19) 式で与えられる。線幅 $W_F$ として3.1.1(1)で述べた $50 \mu\text{m}$ を適用すると、 $\Delta t_F$ を250fs以内にするには、 $2 \times 10^8 \text{ m/s}$ 以上のストリーク速度が必要となる。管軸に平行な方向の集束磁界が偏向電極と出力掃引面の間にもあると、そのような大きなストリーク速度を得るのは難しい。従って、集束磁界は光電面と偏向電極の間に局在させるのが望ましい。

c. 高速掃引時に偏向電場により生じる時間広がり  $\Delta t_D$

$\Delta t_D$ については、3.1.2(3)で2psストリーク管の場合について詳しく解析をした。

それによると、 $\Delta t_D$  は、ストリーク速度が大きいほど大きくなり、その原因はフォーカスモードで掃引面上に最適に結像された光電子ビームが高速掃引されると、集束点が後方へずれたのと等価の現象が生じ、ボケが発生するためであること、このボケは掃引面上の中心付近で最も大きくなるが、光電子ビームをフォーカスモードで、あらかじめ適当量、掃引面より前方に集束させておけば、大幅に改善できることがわかっている。この管でそのような動作により、 $\Delta t_D$  は無視できる値となることがコンピューターシミュレーションにより確認された。

d. 時間分解能の期待値と、得られた新設計概念

上記 a. ~c. の検討結果より、 $\Delta t_D$  は無視できるので、管の時間分解能 $\Delta t$  は、次式で与えられる。

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_{KD}^2 + \Delta t_F^2} \quad (3-24)$$

その検討結果を上式に適用すれば、 $0.4 \mu\text{m}$  以上の波長の光に対して、 $500\text{fs}$  以内の時間分解能が得られると推定される。これにより、次のような新設計概念を得た。

- ①光電面付近で生じる光電子の走行時間広がり $\Delta t_{KM}$ を小さくするために、光電面—メッシュ電極の電界 $E_{KM}$ を、実用し得る最大の約 $6\text{kV/mm}$ とする。
- ②メッシュ電極以降の走行時間広がりの増加を小さくするために、電磁集束方式を採用して、光電子をメッシュ電極で一気に最終加速電圧に対応する速度まで加速する。加速電圧は、走行時間広がり、バックグラウンドノイズ、偏向感度等を考慮して $10\text{kV}$ とする。
- ③約 $2 \times 10^8\text{m/s}$ の高速掃引を得るために、集束磁界を光電面と偏向電極入口の間に局在させる。
- ④動的偏向電場により生じる電子ビームのボケは、集束コイル電流をフォーカスモードの時の条件に対して再調整することにより除去する。

(2) 管の構造と静特性

上述の設計概念に基づいて、管および集束コイルを試作した。その外観を図 3-34 に示す。図 3-35 はその断面構造と動作電圧を示す。管の外径は $52\text{mm}$ 、全長 $280\text{mm}$ である。光電面は薄い金属下地の上に設けられた S-20 タイプで、光電面とメッシュ電極の距離は $1.6\text{mm}$ 、その間の印加電圧は $10\text{kV}$ である。従って $E_{KM}$ は $6.25\text{kV/mm}$ となる。メッシュ電極には光電面からの暗電子放出を除去するための制限口が設けられている。光電面と偏向電極の間の距離は約 $82\text{mm}$ である。二枚の偏向板の配列は末広がりになっており、管軸方向の長さが $25\text{mm}$ 、偏向板の間隔は入口で $3\text{mm}$ 、出口で $6\text{mm}$ である。メッシュ電極と MCP の間のガラス管壁には、Al 蒸着膜からなるウォールアノードが設けられている。

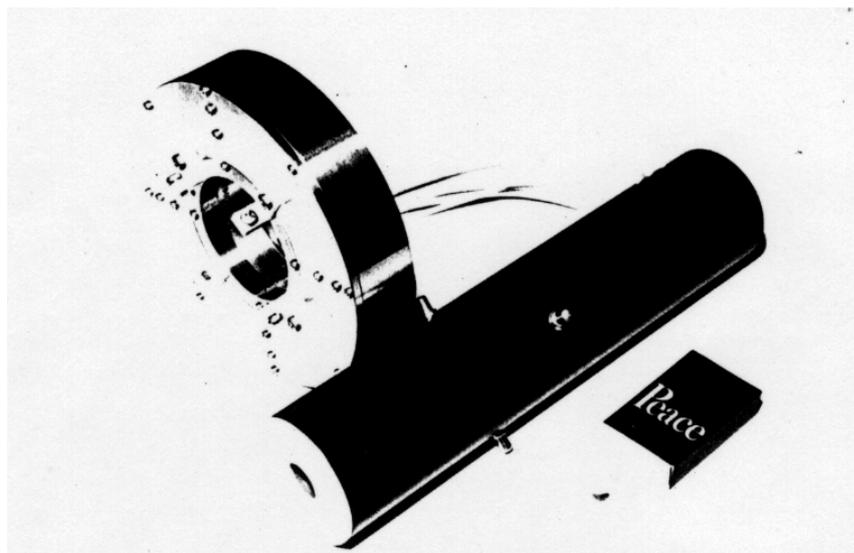


図 3-34 500fs ストリーク管と集束コイルの外観

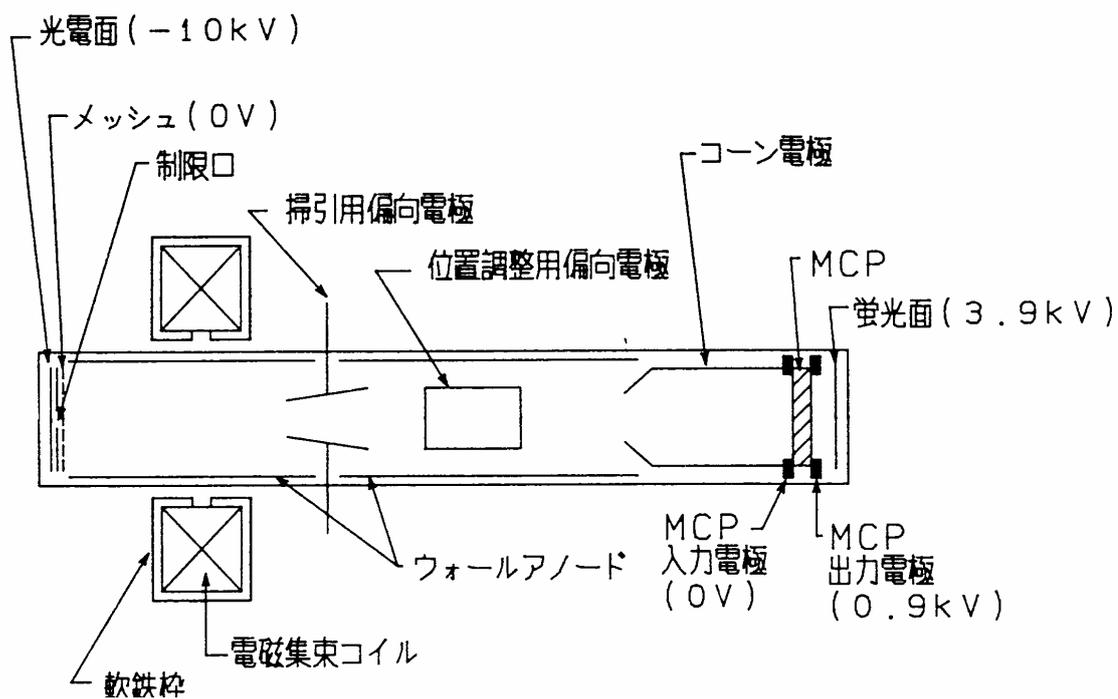


図 3-35 500fs ストリーク管と集束コイルの断面構造と動作電圧

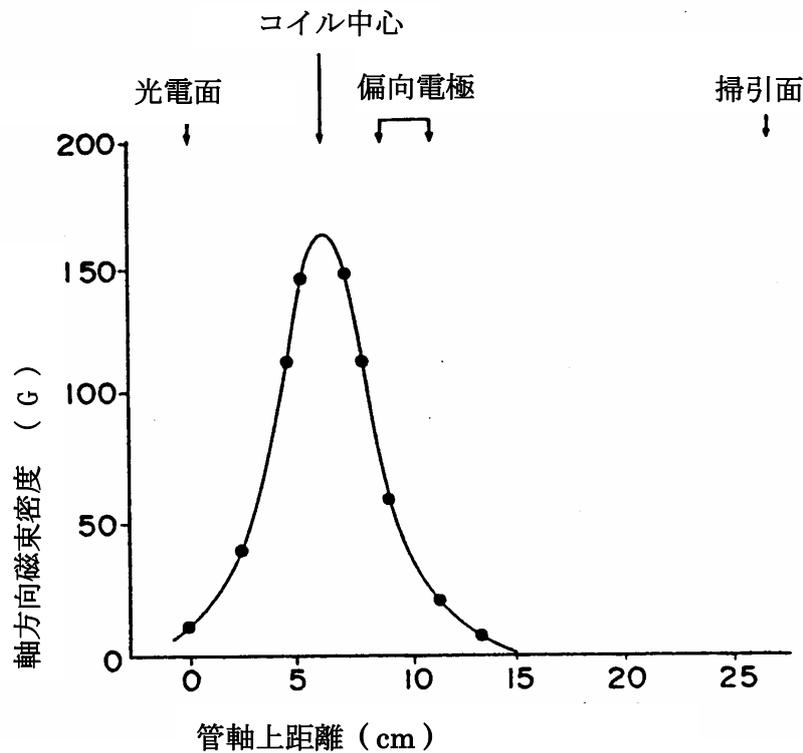


図 3-36 管軸上の集束磁界分布

ウォールアノードと MCP 入力電極の電位はメッシュ電極の電位に等しく接地電位である。軟鉄の枠に納められた電磁集束コイルが、光電面と掃引用偏向電極の間に配置される。管の限界空間分解能は、 $0.6\mu\text{m}$  の光波長で出力面上で  $21\text{lp/mm}$ 、ラインスプレッドの半値幅は、 $47\mu\text{m}$  である。電子光学系の拡大率は約 3 で、空間歪はほとんど認められない。図 3-36 は集束磁界の管軸方向成分の管軸上の分布を示す。磁界がほとんど光電面と偏向電極入口の間に限定されているのがわかる。これは主として軟鉄の枠に取りつけられた磁極の間から、磁束が管中に出てきているためである。ストリーク用偏向電極の偏向感度は  $51\text{mm/kV}$  で、この値は静電偏向場だけ存在するとして (3-23) 式より算出した値の  $53\text{mm/kV}$  とほぼ同じで、集束磁界の偏向場への影響は無視できることがわかる。出力像の入力像に対する回転角度は約  $90^\circ$  である。

### (3) 試作管の理論的時間分解能の評価

この管の構造および動作条件で理論的時間分解能を評価した。

#### ① 走行時間広がり $\Delta t_{\text{KD}}$

図 3-2 の放出光電子のエネルギー分布から、 $0.6\mu\text{m}$  の光波長で約  $270\text{fs}$  と算出された。

#### ② フォーカスモードにおける出力線状像の線幅に起因する時間広がり $\Delta t_{\text{F}}$

$0.6\mu\text{m}$  の光波長で入力線状像の線幅が  $10\mu\text{m}$  の時、SIT-TV 読出しシステムの空間広

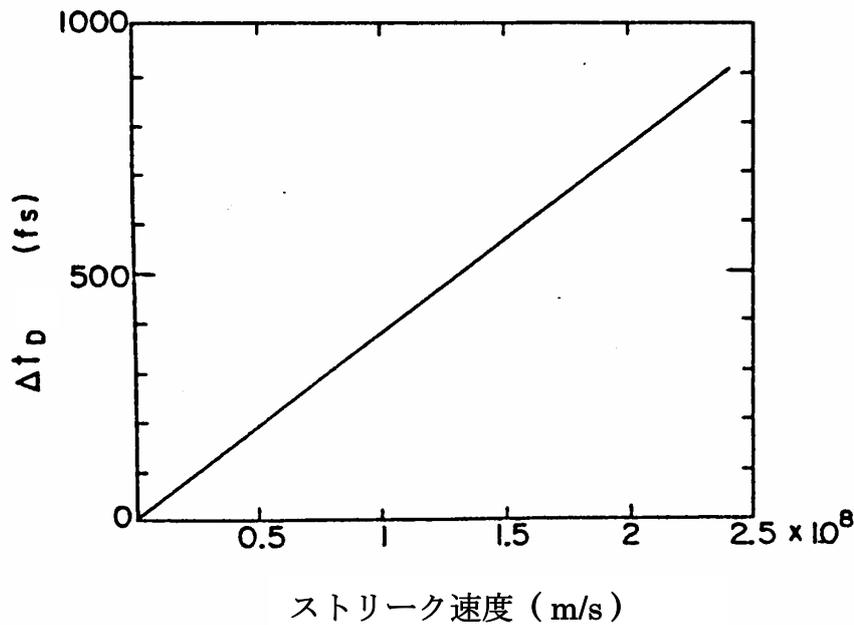


図 3-37  $\Delta t_D$  のストリーク速度依存性 (集束条件の再調整無し)

がりを含んだ、出力線状像の半値幅 $W_F$ は約  $55 \mu\text{m}$  である。図 3-6 に示される掃引電圧波形と  $51\text{mm/kV}$  の偏向感度から、 $2 \times 10^8 \text{m/s}$  のストリーク速度が期待でき、 $\Delta t_F$  は (3-19) 式から約  $280\text{fs}$  となる。

③ 高速掃引時に偏向場により生じる時間広がり  $\Delta t_D$

最初に、光電子ビームの集束条件の再調整無しの場合の  $\Delta t_D$  を、コンピューターシミュレーションにより 3.1.2(3) と同様の電子軌道解析を行い算出した。上記 3.3.2(2) に述べた管構造と動作電圧、図 3-6 に示すプッシュプル掃引電圧の条件で解析を行った。また、3.1.2. (3) では、偏向場を通過する光電子ビームの電子軌道解析を、光電面から初速  $0.6\text{eV}$  で管軸に対して  $0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $60^\circ$  で放出された光電子で代表して行い、掃引面上でのビーム広がり  $W_D$  を算出していた。今回はより精度を上げるために、実際に近い密度分布を持つ光電子ビームで軌道解析し、 $W_D$  を半値幅で算出した。図 3-37 は、解析の結果得られた  $\Delta t_D$  のストリーク速度依存性を示す。図 3-17 の  $2\text{ps}$  ストリーク管の解析での値と比較すると同じストリーク速度で小さいがこれは上記の解析手法を変更したことによるのが大きい。 $\Delta t_D$  は  $2 \times 10^8 \text{m/s}$  のストリーク速度で約  $750\text{fs}$  まで増加する。次に、集束条件を再調整すれば、 $\Delta t_D$  は約  $10\text{fs}$  程度の無視できる値になることも確認できた。

①～③から、理論時間分解能  $\Delta t$  は  $0.6 \mu\text{m}$  の光波長に対して (3-24) 式に  $\Delta t_{FD}$ 、 $\Delta t_F$  を代入すれば、約  $390\text{fs}$  となる。同様の計算により、 $0.4 \mu\text{m}$ 、 $0.5 \mu\text{m}$  の光波長に対して、理論時間分解能はそれぞれ、 $490\text{fs}$ 、 $430\text{fs}$  となった。



果、1992年に、世界最高の約200fsという時間分解能を達成することができた。

#### (1) 設計概念

先述の500fsストリーク管の特長を生かしつつ、新しい工夫を加えることにより、時間分解能の向上をはかることにした。まず、走行時間広がり小さくするためには、光電面－メッシュ電極間の電界をさらに大きくする必要がある。しかし、約6kV/mm以上の電界では、出力面上でBG上昇があり実用できない。光電面－加速電極間にパルス電圧を印加して、強電界を瞬間的に発生させ、その間に光電子を加速してしまえば、出力面上のBG上昇の問題なしに、走行時間広がり小さくできるという考え方は以前よりある。非常に短い時間しか、強電界が存在しないので、出力面上のBG上昇は無視でき、また強電界や高電圧によって発生する真空放電も短時間では大きなものには成長しないことを利用する考えである。しかし、10kV以上のパルス電圧を1 $\mu$ s以下の短いパルス幅で作るのは回路技術上困難であるので、まず、光電面－メッシュ電極間に順方向電圧でBG上昇をきたさない限界の直流電圧10kVを加えておき、これにパルス電圧を重ねることによりパルス強電界を発生させることを考案した。これにより比較的小さなパルス電圧で、出力面上のBG上昇無しに6kV/mmを越すパルス強電界を発生できることになる。

次に出力線状像の線幅 $W_F$ に起因する時間広がり $\Delta t_F$ を減少するために、ストリーク速度 $v$ を大きくする検討を行った。従来の板型偏向電極では、斜状電圧が光速に近い速度で偏向板の各位置に伝播するので、電圧の時間変化が速くなると図3-26に示したように、光電子ビームが偏向電極を走行中に偏向電圧が大きく変化して、光電子ビームが蛇行したり、出力面上で中心から大きくずれた場所にストリーク像が生じたりする。また、偏向感度を上げるために、極端に偏向板の管軸方向の長さを長くしたり、間隔を小さくすると、光電子ビームが偏向場の出口付近で偏向板に近づいてその端効果による時間分解能劣化が問題となる。また、偏向板の持つ静電容量および駆動電源や電圧供給線路と偏向電極のインピーダンスの不整合のために、図3-6に示すように掃引電圧の時間あたりの変化率は2.3kV/ns程度が限界となっていた。これらの問題点を改善するために、偏向電極として進行波型偏向電極を採用することにした。進行波型偏向電極では、偏向電圧が管軸方向に光電子ビームと同じ速度で進むように設計するので、光電子ビームの蛇行は生ぜず静的偏向と同様に扱える。このため偏向感度を上げるために、偏向電極の長さを長くしたり、間隔を狭くすることが行い易くなる。また、駆動電源や電圧供給線路と、インピーダンス整合することにより、周波数帯域も広くなり、電気応答特性が良くなって、掃引電圧の時間あたりの変化率を大きくできる。これらにより $2 \times 10^8$ m/sを大きく上回るストリーク速度が可能となる。なおこの他に、3.1.2(3)で述べた高速掃引時に出力面上の真中付近で生じる偏向電極の端効果による光電子ビームボケも小さくなるので、光電子ビームの集束の補正がほとんど必要なくなるという利点もある。

## (2) 管の構造と動作電圧

図 3-39 はその構造と動作電圧を示す。管の基本的な構造は、先に開発した 500fs ストリーク管と同じで (図 3-35 参照)、板型偏向電極のかわりに進行波型偏向電極を用いている。管の外観寸法は、直径 52mm、全長 290mm である。この管では 5.1 で述べるように、SN 比を改善して検出下限を広げるために MCP は内蔵せず、その代わり出力窓をファイバー面板として、MCP 入り近接型イメージインテンシファイヤーチューブ (以下 P. I. I. と略す) を結合するようになっている。ファイバー面板の内面には、AI メタルバックされた P-20 蛍光面が付着されている。光電面は、S-20 タイプで光電面とメッシュ加速電極の間の距離は 1.6mm である。メッシュ電極と蛍光面の間のガラス管壁には、AI 蒸着膜からなるアノードが設けられている。ウォールアノードと蛍光面の電位はメッシュ電極の電位に等しく接地電位に接続される。進行波型偏向極はミアンダタイプであり、その管軸方向のピッチは 6 mm、長さ 35 mm、二つのミアンダ偏向板の間隔は入口で 3mm、出口で 7.2mm である。この寸法は 10kV で加速された光電子ビームの速度に合わせて設計されている。後述するように、加速電圧は直流電圧、パルス電圧合わせて 15kV となったので、光電子ビームの管軸方向の速度が、偏向電圧の伝播速度より約 2 割程度速くなるが、実験の都合上、別の目的に用いた進行波型偏向電極を流用したものである。500fs ストリーク管に用いたものと同じ、軟鉄の枠に納められた電磁集束コイルが光電面と偏向電極の間に配置されている。

## (3) 管の静特性

管の静特性を、光電面に  $-10\text{kV}$  の直流電圧のみを印加して測定した。 $0.6\mu\text{m}$  の光波長では、限界空間分解能は蛍光面上で  $20\text{lp/mm}$ 、ラインブレットの半値幅は約  $50\mu\text{m}$  である。電子光学系の拡大率は約 2.7 で、空間歪みはほとんど認められない。進行波型偏向電極の偏向感度は  $76.5\text{mm/kV}$  である。この値は後述する光電面にパルス電圧を加えるダイナミック動作時には、直流電圧  $10\text{kV}$  とパルス電圧を加えた全印加電圧  $15\text{kV}$  に反比例して小さくなる。

## (4) 理論時間分解能

図 3-39 に示される管の動作条件から、理論時間分解能を評価した。光電面に  $-10\text{kV}$  の直流電圧に加えて負極性のパルス電圧を重ねるが、パルス電圧の幅、大きさは回路技術の点から、それぞれ  $1\mu\text{s}$ 、 $5\text{kV}$  になった。この結果、 $9.4\text{mm/kV}$  の光電子加速用パルス強電界と  $15\text{kV}$  のパルス加速電圧が得られた。加速電界のみならず加速電圧が大きくなることは、時間分解能だけでなく、ダイナミックレンジが大きくなる利点がある (3.4.2 参照)。この電界、電圧の条件で走行時間広がり  $\Delta t_{\text{td}}$  を算出すると約  $170\text{fs}$  が得られた。偏向電極の特性インピーダンスの測定値は  $95\Omega$  であったので、図示したようにその一端を  $100\Omega$  の負荷抵抗で終端した。この状態で、図 3-40 に示す掃引電圧波形が得られた。掃引電圧の単位時間あたりの変化率は  $7.5\text{kV/ns}$  であり、500fs ストリーク管の  $2.3\text{kV/ns}$

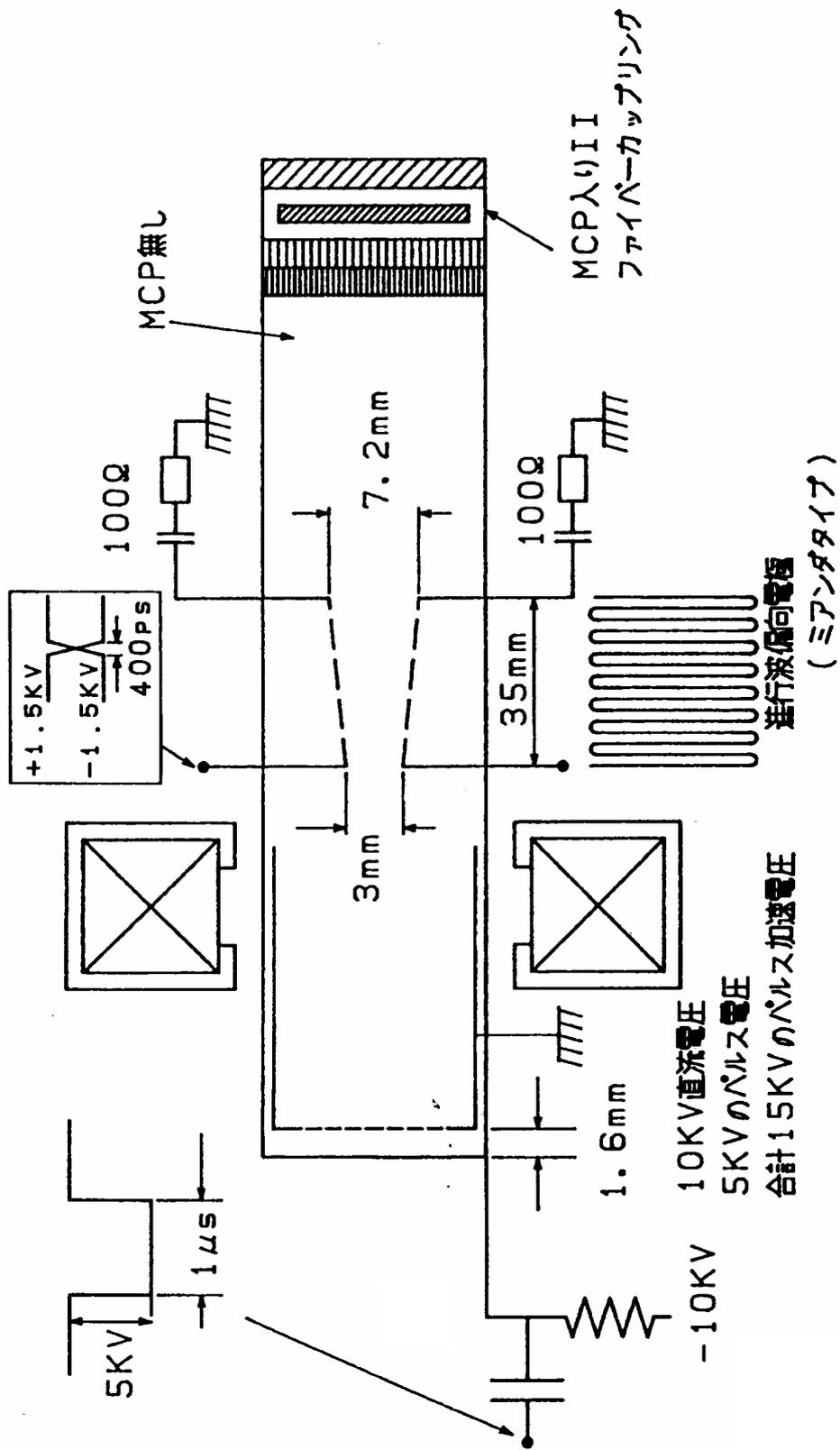


図 3-39 200fs ストリーク管の構造と動作電圧

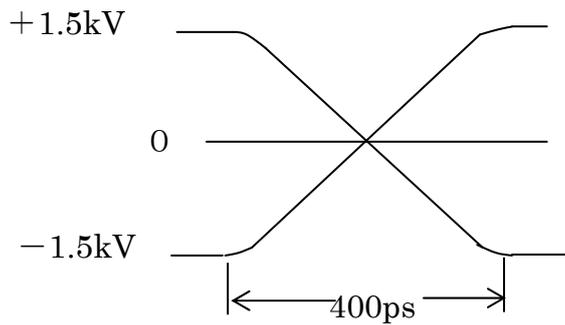


図 3-40 掃引電圧波形

に比べ大きな値が得られた。加速電圧は 15kV であるので、偏向感度は 10kV の加速電圧で測定された静特性の値 76.5mm/kV から 51mm/kV となり、掃引電圧波形からストリーク速度  $v$  は  $7.65 \times 10^8 \text{m/s}$  と算出される。従って、フォーカスモードにおける出力線状像の線幅  $W_F$  に起因する時間広がり  $\Delta t_F$  は、線幅  $W_F$  として、次の(5)に示す P. I. I. の出力面上での値  $70 \mu\text{m}$  を採用すれば (3-19) 式より、92fs となる。高速掃引時に偏向電場により生じる時間広がり  $\Delta t_D$  は、進行波型偏向電極を用いることにより端効果が小さくなるので無視できる。従って、理論時間分解能は  $0.6 \mu\text{m}$  の光波長に対して (3-24) 式より約 190fs となる。

#### (5) 時間分解能の実験値

図 3-41 は、この管の時間分解能を求めるための実験配置を示す。P. I. I. が試作管にファイバー結合される。光源として、波長  $0.6 \mu\text{m}$ 、パルス幅約 100fs の CPM リングダイレーザーを用いた。レーザーパルスは、光学系により 2ps の時間間隔のダブルパルスにして管に入射した。光電面上の入射線状像の半値幅は  $15 \mu\text{m}$  で、これに対応するフォーカスモードでの P. I. I. の出力面上の線状像の半値幅は約  $70 \mu\text{m}$  である。

図 3-42、図 3-43 はそれぞれ、TV モニター上に得られたストリーク像と入射光強度一時間のプロファイルである。ゆらぎを考慮して多数のストリーク像のデータから、時間分解能の実験値が 200fs 以内であることが確認できた。この値は理論時間分解能ともほぼ一致している。

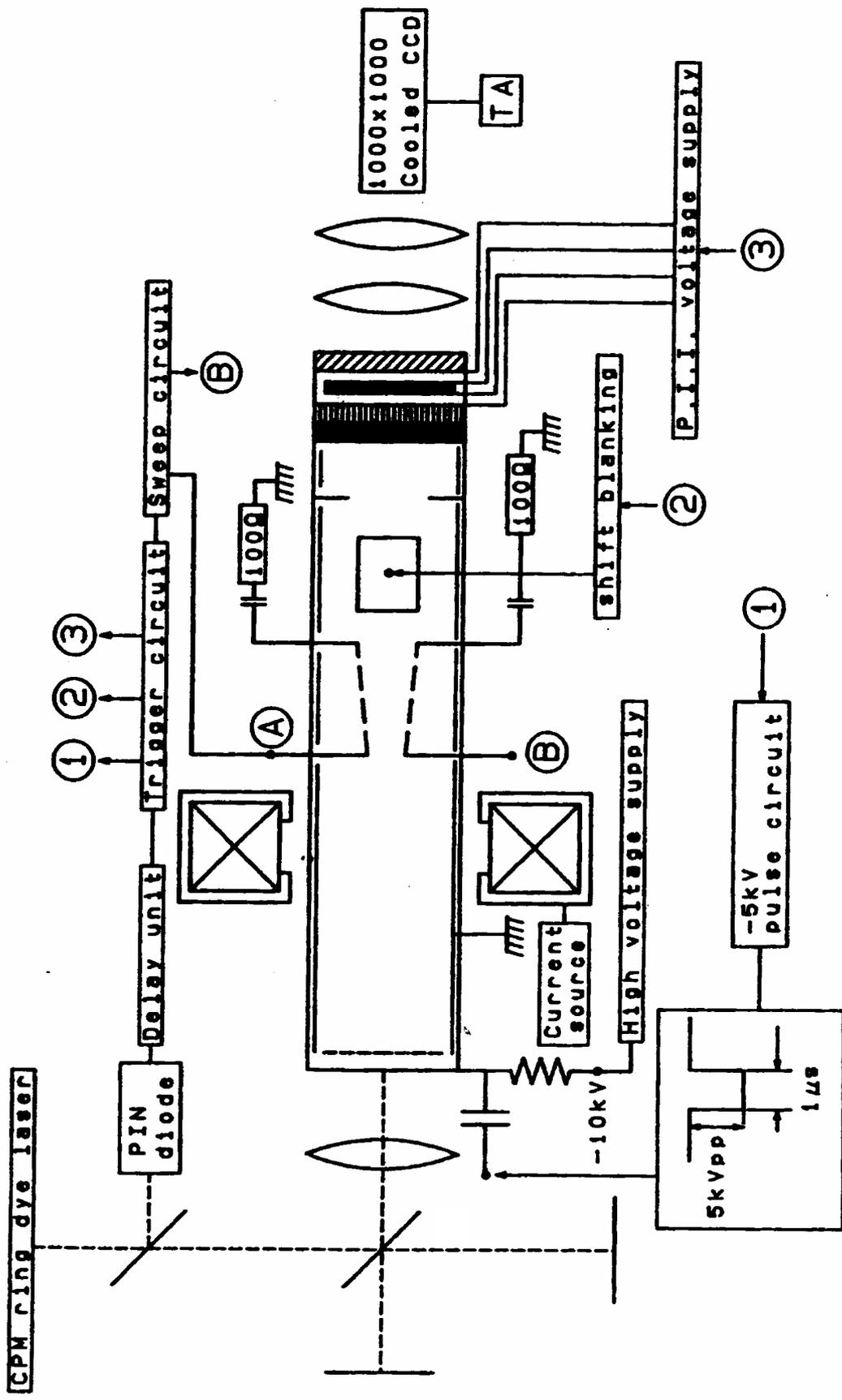


図 3-41 時間分解能評価のための実験配置

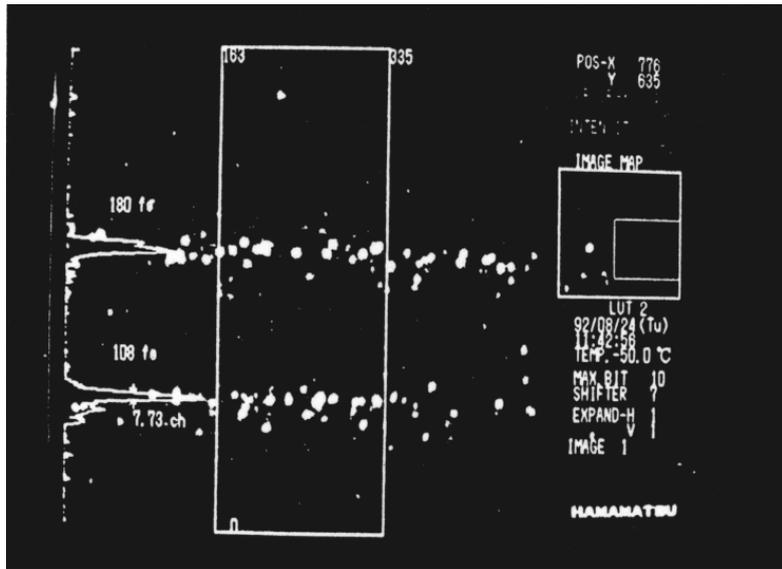


図 3-42 得られたストリーク像

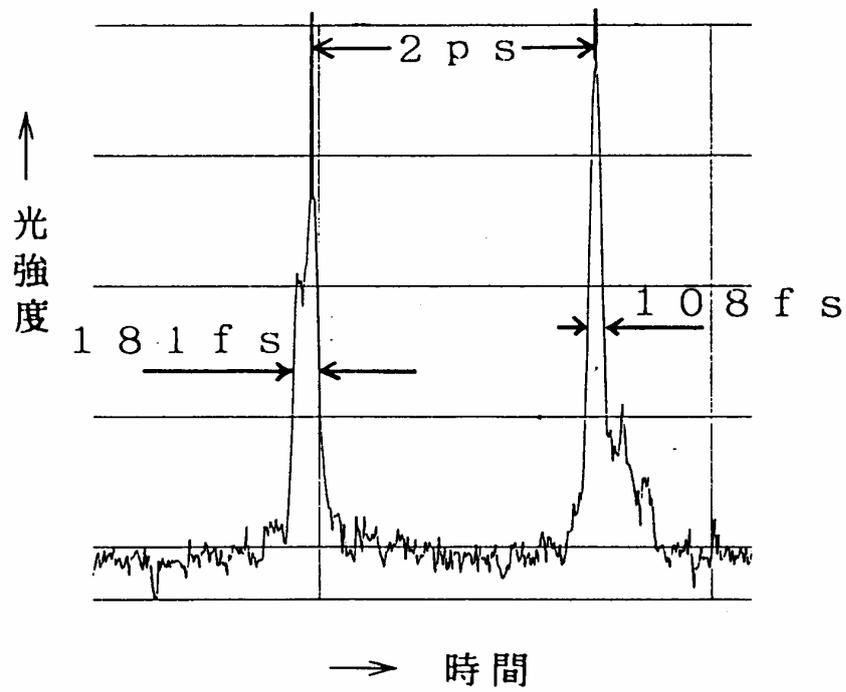


図 3-43 入射光強度-時間のプロファイル

### 3.3.4 50fs ストリーク管の構想<sup>17)</sup>

100fs 以内の時間分解能領域に踏み込むために、ここでは、新方式の電子光学系を提案する。3.3.3 の 200fs ストリーク管では、光電面－メッシュ電極間のパルス電界が 9.4kV/mm であることから、走行時間広がり  $\Delta t_{\text{td}}$  が、約 180fs にとどまっている。そこで新方式では、光電面に対向する加速電極を 2 つに分けて、まず、光電面－第 1 加速電極間を非常に小さな間隔とし、ここに数  $\text{kV}_{\text{pp}}$  のパルス電圧をかけることにより、数 10kV/mm の非常に大きいパルス電界を発生すること、次に第 1 加速電極以降での走行時間広がりを抑えるために、第 1、第 2 加速電極間に 10kV 以上の高い直流電圧を印加することにより光電子ビームを高速度にして、 $\Delta t_{\text{td}}$  を大幅に減少させるようにする。また、この時間分解能の領域になると 3.4 に述べるように空間電荷効果による時間分解能劣化が非常に大きな問題となる。その対策として本研究では、光電面から放出された光電子ビームを急加速した直後、空間電荷効果による走行時間広がりが増加が大きくなる前に偏向電極により掃引し、その後で光電子ビームを結像する方式を提案しており<sup>24)</sup>、ここではこれを採用する。さらに同じ理由で、第 2 加速電極で加速されたビームをなるべく早いうちに掃引し、かつ超高速の掃引ができるようストリップ伝送線路からなる小型偏向電極により掃引する方法を考案した。この新方式の電子光学系の時間分解能をコンピューターシミュレーションにより求めたところ、50fs の時間分解能の可能性を示すことができた。

なお、これまで理論時間分解能は、 $\Delta t_{\text{td}}$ 、 $\Delta t_{\text{F}}$ 、 $\Delta t_{\text{D}}$  をそれぞれコンピューターシミュレーションによって求め、それらをコンボリューションすることにより算出していた。今回は、光電面から放出された光電子群が集束レンズを通過後、偏向電極で掃引されて出力面上にストリーク像を形成するまでの全過程を連続してシミュレートする、より完成度の高いシミュレーションを用いた。

#### (1) 設計概念

図 3-44 は、新方式の電子光学系を持つストリーク管と集束コイルの構造を示す。新方式の電子光学系の設計概念をまとめると以下のようである。

- ① 光電面と第 1 加速電極の間隔を 50~100  $\mu\text{m}$  と非常に小さくする。光電面をパルス電圧に対して応答特性の良いストリップ伝送線路上に作り、非常に短いパルス電圧が印加できるようにする。例えば、パルス電圧の大きさは  $3\text{kV}_{\text{pp}}$  でパルス幅 1ns とする。この時、両電極の間に 30~60kV/mm の非常に大きなパルス電界が発生し、この領域における放出光電子群の走行時間広がり数を 10fs にすることができる。一方、パルス電圧の幅は、ns オーダーと非常に短いので電界放出等による出力面上のバックグラウンド上昇は最低限に抑えられる。
- ② 第 1 加速電極以降での走行時間広がり数を抑え、また空間電荷効果による時間分解能劣化も抑えるために、第 1 加速電極に対して十分高い直流電圧 (10kV 程度) の印加され

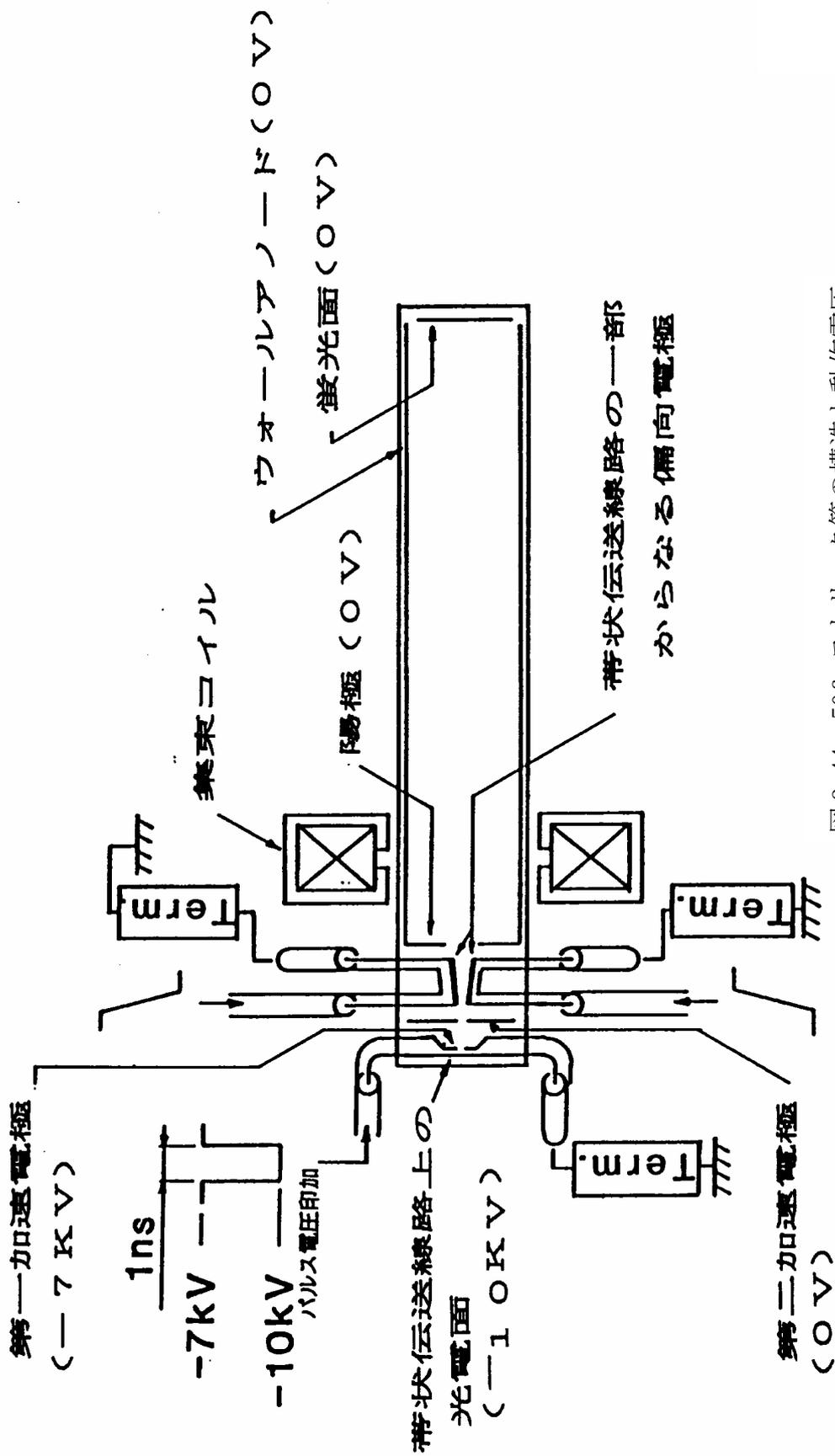


図3-44 50fsストリーク管の構造と動作電圧

た第2加速電極によって、光電子群をさらに加速する。

- ③第2加速電極の直後に偏向電極を置き、加速された光電子ビームを空間電荷効果により管軸方向に広がって走行時間広がりが大きく増加する前に掃引して時間分解し、その後で集束磁界により出力面上に結像する。
- ④高いストリーク速度を得るために、偏向電極を電氣的応答特性の良いストリップ伝送線路の一部からなるようにする。さらに、空間電荷効果による走行時間広がり増加を抑える目的で掃引を早く完了するため、偏向電極の管軸方向の長さを5mm以下とする。この短い偏向電極長は、高速掃引時に光電子ビームが蛇行して、ストリーク像が出力面上で大きく中心から離れたところに現れたり、ビームが偏向板にあたってしまふのを防止するのにも役立つ。

## (2) コンピューターシミュレーションによる理論時間分解能の算出

管の理論時間分解能を求めるために、コンピューターシミュレーションにより電子軌道解析を行った。シミュレーションの条件は、以下のようである。

光電面と第1加速電極の距離は $100\mu\text{m}$ 、第1加速電極と第2加速電極の距離は4mmである。第1加速電極は、実際の場合は2000メッシュ/インチ程度のメッシュ電極を用いることを想定しているが、シミュレーションでは平面で近似した。第2加速電極は、1mmの開口を持つ板型電極である。第2加速電極から1mm離れて偏向電極がある。偏向電極の管軸方向の長さは5mm、偏向板の間隔は入口で0.5mm、出口で1mmである。フォーカスモードにおける光電面電位は $-7\text{kV}$ で、ストリーク動作が行われる時、 $-3\text{kV}kV_{pp}$ のパルス電圧が光電面に印加され $-10\text{kV}$ の電位となる。従って、シミュレーションでは光電面電位は $-10\text{kV}$ とした。第1加速電極の電位は $-7\text{kV}$ である。第2加速電極、ウォールアノード、出力蛍光面の電位は0V(グラウンド電位)である。図3-45は、管軸上の電位と集束磁界の管軸方向成分の分布を示す。図3-46に示されるプッシュブル掃引電圧が偏向電極に印加されるとした。掃引電圧の時間変化は $15\text{kV/ns}$ で、3.3.3に述べた200fsストリーク管の2倍である。偏向電極がストリップ伝送線路で作られるので、電圧波形の劣化が無視できるとし、この電圧が伝送線路上を $3\times 10^8\text{m/s}$ の速さで伝播するとした。

入射光パルスについては、以下の条件とした。時間幅は無微小である。光電面への入射線状光の空間輝度分布は、掃引方向ではガウス分布、掃引に垂直な方向では一様であるとした。また、その寸法は、掃引方向の半値幅が $5\mu\text{m}$ 、掃引に垂直な方向の幅が $20\mu\text{m}$ である。光電子群がこれらの条件に従って放出される。S-20光電面で $0.6\mu\text{m}$ の光波長に対して、放出光電子群の初速度分布を平均 $0.34\text{eV}$ のガウス分布、角度分布を余弦分布で近似した。また、空間電荷効果は考慮に入れなかった。

シミュレーションの結果を以下に示す。図3-47は、光電面と偏向電極入口との間の走行時間広がりである。半値幅として40fsが得られており、これは光電面と第1加速電極の間の電界を非常に強くしたことによる。また、光電面と偏向電極入口の間の走行時間は約130psと小さい。これは空間電荷効果による時間分解能劣化を抑えるのに役立つ。

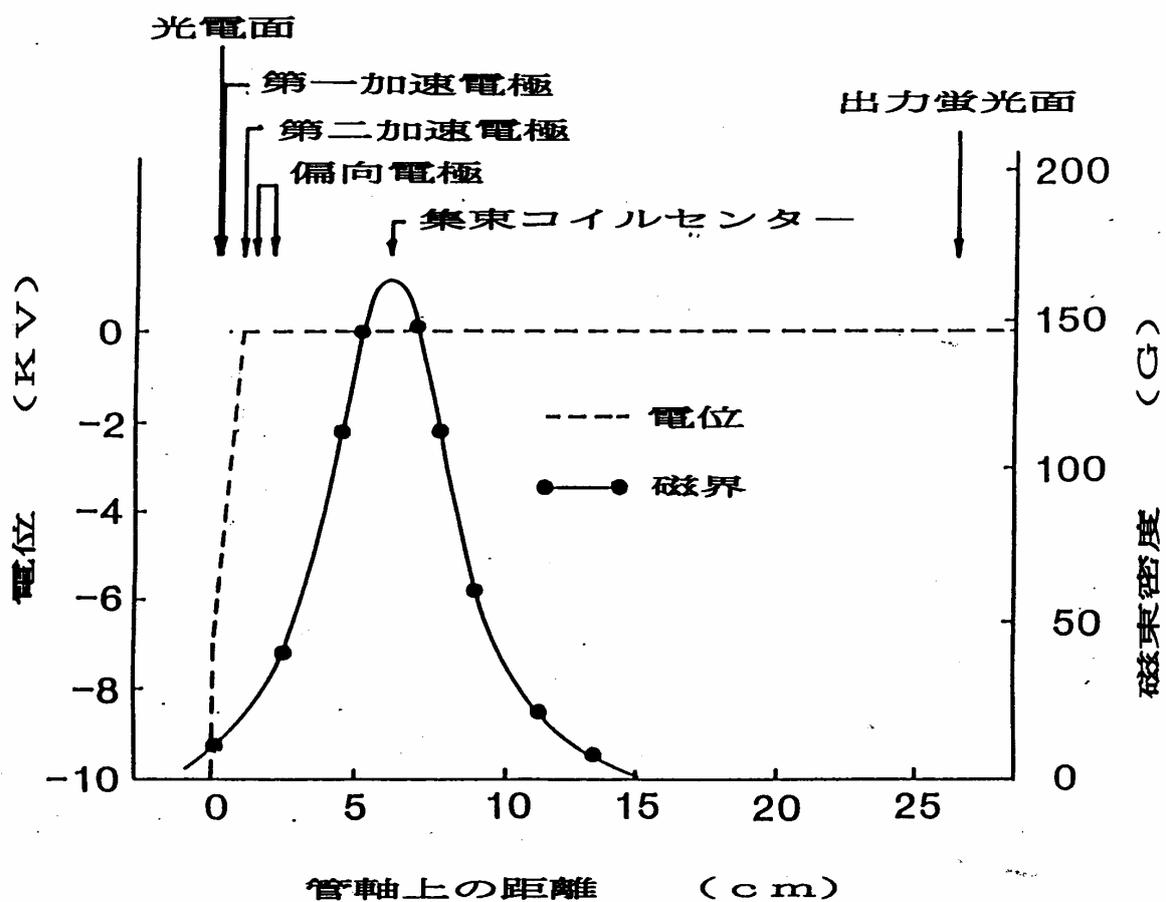


図 3-45 管軸上の電位と集束磁界の管軸方向成分の分布

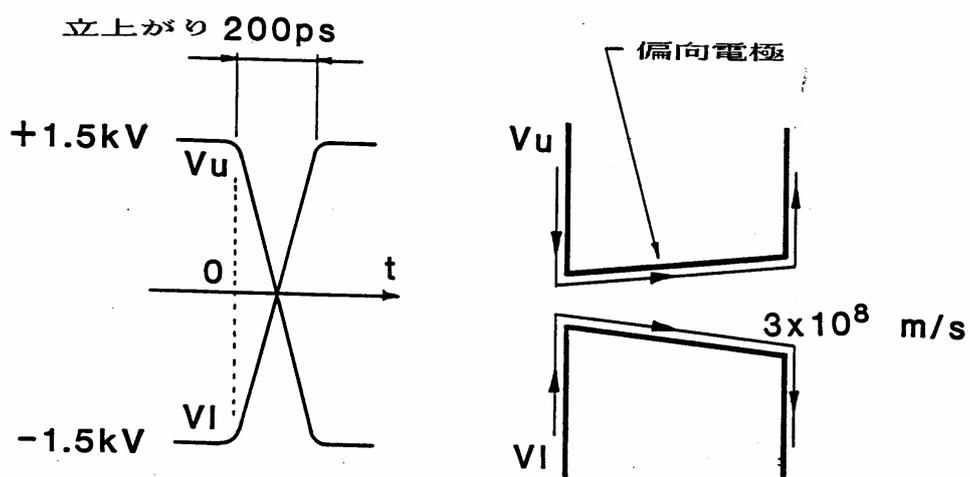


図 3-46 掃引電圧波形

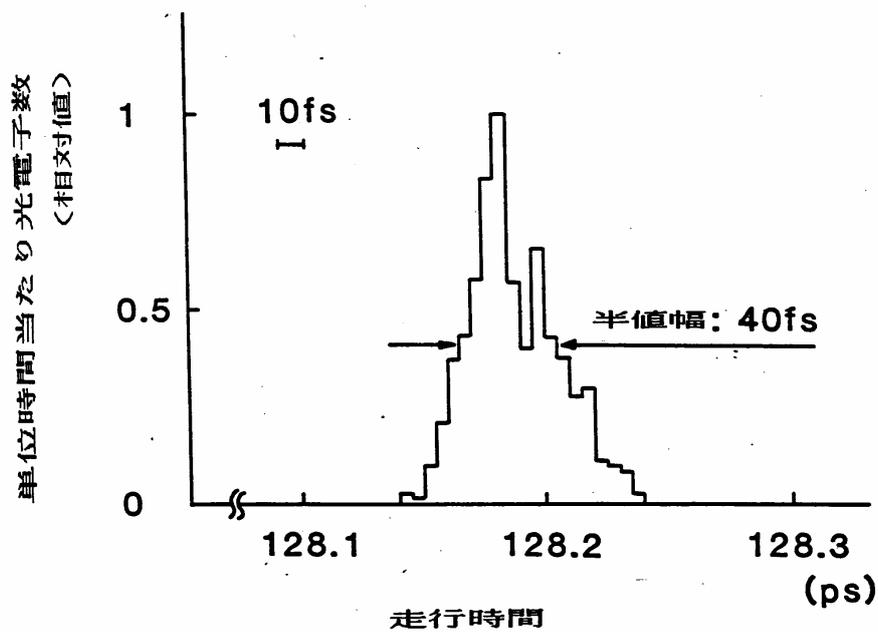


図 3-47 光電面－偏向電極間の走行時間広がり

集束電子レンズの拡大率は約 4 である。

図 3-48 は、偏向電極付近の電子軌道を示す。各電子軌道は、光電面から異なった時刻に初速度 0 で放出されたものである。掃引電圧の時間変化率が非常に大きいので電子軌道に蛇行が見られるが、15ps の間に放出された光電子は偏向電極にあらず通過でき、ストリーク像の出力面中心からの偏位も約 9mm と比較的小さい。これは偏向電極の管軸方向の長さを 5mm と短くしたことによる。

図 3-49 は、図 3-48 の各電子軌道に対応して出力面上に得られるストリーク像のプロファイルを示す。ストリーク像が電子密度として図示されている。表 3-8 は、図 3-49 の各ストリーク像の特性を示す。最高時間分解能として 50fs が得られているのがわかる。しかし、出力面の両端では、偏向電極の端効果のために時間分解能が劣化している。ストリーク速度は、 $5.8 \times 10^8 \text{m/s}$  が得られている。50fs の時間分解能の得られるストリーク像の出力面上の掃引方向の半値幅は  $29 \mu\text{m}$  であり、この値は蛍光面の限界空間分解能とほぼ同等であるので、より大きなストリーク速度が望まれる。

以上コンピューターシミュレーションにより、提案した新方式の電子光学系が原理的には 50fs の時間分解能を持つことを示すことができた。さらに、ストリーク速度を上げるための工夫や、空間電荷効果を考慮したシミュレーションを行う必要がある。なお、これまでは光電面自体の時間応答特性は非常に速いとして無視していたが、100fs 以内ではそれを考慮する必要があり、光電面の種類、膜厚などを検討しなければならないだろう<sup>33)</sup>。

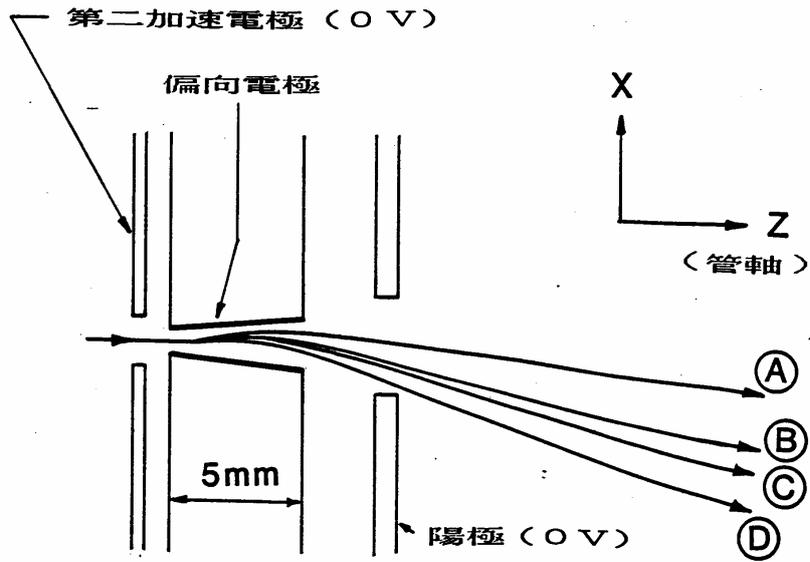


図 3-48 偏向電極付近の電子軌道解析の結果

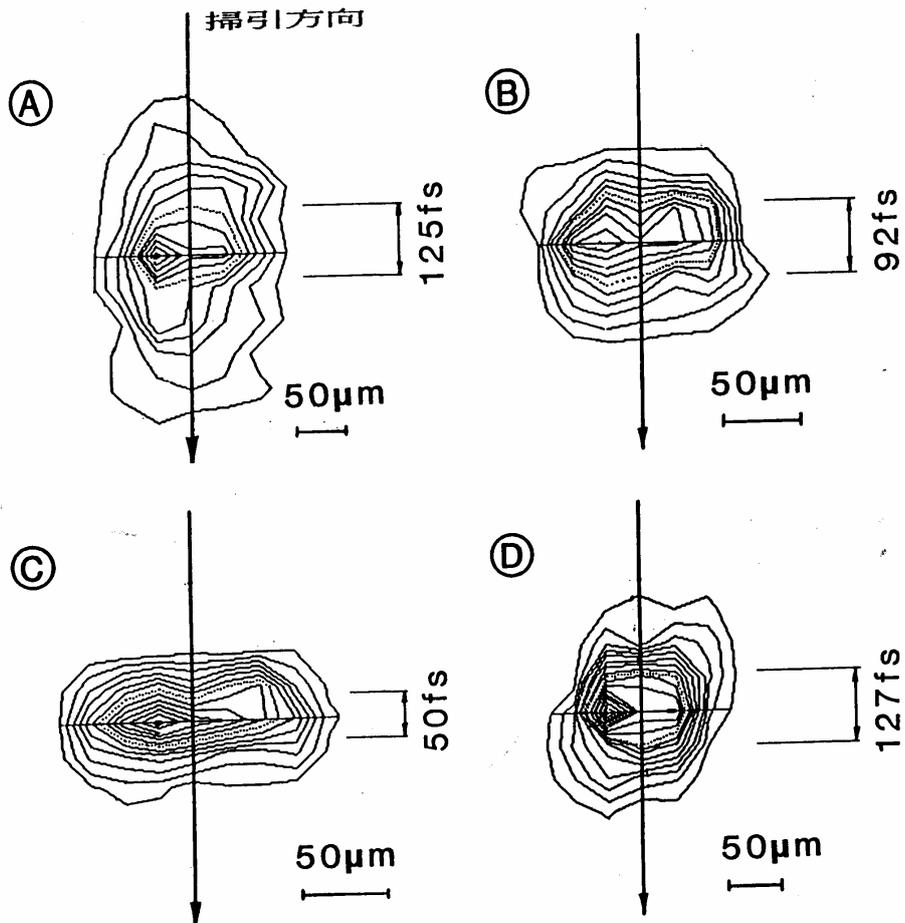


図 3-49 シミュレーションにより得られた出力面上のストリーク像のプロファイル

表 3-8 各ストリーク像の諸特性

ストリーク像	Ⓐ	Ⓑ	Ⓒ	Ⓓ	Unit	
偏向電極への入射タイミング	50	55	57	60	ps	
蛍光面上の幅 (半値幅)	76	56	29	69	μm	
各点でのストリーク速度	6.0	6.0	5.8	5.4	$\times 10^8$ m/s	
時間分解能	125	92	50	127	fs	
蛍光面上の到達位置	X	-0.30	-0.28	-0.24	-0.15	mm
	Y	-5.06	-8.08	-9.12	-10.5	mm

### 3.3.5 フェムト秒シンクロスキャンストリーク管<sup>19-21)</sup>

3.3.1~3.3.4に述べた高時間分解能化を図った管は、一つのデータを取得する時、1回のみ掃引する単発掃引用の管である。これに対して数10~数100MHzの高速繰り返し光現象では、現象に掃引を同期させて正弦波電圧により繰り返し掃引し、出力面上の同一位置にストリーク像を重ね合わせて積算し、高S/Nのデータ取得を可能にするシンクロスキャン方式がある(2.2.2参照)。シンクロスキャン用で5psの時間分解能を有する管については、7.1に記したのでそれを参照されたい。その時間分解能を数100fsに改善することを試みた。この場合、前節までの単発掃引で要求されたことに加えて、正弦波掃引電圧を用いて超高速掃引をすることや、掃引のジッターを小さくすることが要求される。他所では、①掃引電圧の時間変化率を大きくするために掃引電圧の周波数を被計測光の繰り返し周波数の3ないし4倍の300~400MHzにする②短いゲート動作を行い、ストリーク像の積分時間を小さくしてジッターによる時間分解能劣化を抑えるなどが試みられている<sup>34,35)</sup>。しかし、前者は、高繰り返しレーザー励起による蛍光測定などで、蛍光寿命が長くなると時間軸上でストリーク像がオーバーラップしやすい、後者は、積分時間が小さくなりS/Nが劣化するなどの問題がある。

そこで、本研究では、被計測光の繰り返し周波数に等しい80MHz程度の比較的低い掃引周波数でも高時間分解能が得られるよう、高い偏向感度を有する管を試作した。また、実験で時間分解能を評価するのに、安定な半導体励起のTi-サファイヤレーザーを用いる、電源ノイズをフィルターするなどにより、ジッターを小さく抑えた。その結果、約1秒の比較的長いストリーク像の積分時間で660fsという高時間分解能を得ることができた。

## (1) 設計概念

光電面－偏向電極間の光電子走行時間広がり小さくするために、光電面－メッシュ加速電極間の電界を大きくするのに加えて、メッシュ電極－偏向電極間での走行時間広がり増加を抑える対策が必要である。単発掃引用では、そのために光電面のそばのメッシュ加速電極で一気に最終加速電圧（10～15kV）まで加速する電磁集束型の管を提案し、良好な結果を得た<sup>14-16)</sup>。しかし、シンクロスキャン方式では、この高い加速電圧では偏向感度が悪いため、必要な掃引速度を得るのに大きな振幅の正弦波掃引電圧が要求され、消費電力が大きくなり実用的でない。一方、一回の現象で放出される光電子ビームの電子密度は小さいので空間電荷効果による時間分解能劣化を考慮する必要はない。そこで、シンクロスキャン用には、光電面－陽極間の印加電圧を小さくして、偏向電極に流入する光電子ビームを低速にして大きな偏向感度を得ることにした。そのために静電集束型で集束電極に正高圧を印加する方式<sup>31)</sup>を採用した。この場合、集束電極にはメッシュ加速電極および陽極より高い電位の正高圧が印加される。従ってメッシュ電極－偏向電極間の集束電極部での光電子走行時間の広がり増加を抑えることができる。陽極の電位をできるだけ低く設定すれば、偏向感度は大きくなり、かつ、単発掃引用で用いられている正高圧印加方式ほど集束電極の正高圧を大きくしなくても、必要な強さの集束レンズを形成するための集束電極－陽極間の電位差ができる利点も生じる。しかし陽極電位を低く設定し過ぎると、光電子ビームが偏向電極を走行中に偏向電圧が大きく変化して、光電子ビームが蛇行して、出力面上で中心から大きくずれた場所にストリーク像が生じたり、光電子ビームが偏向場の出口付近で偏向板に近づいてその端効果による時間分解能劣化が生じるので注意が必要である。以上の設計方針をまとめると、次のようになる。

- ①光電面近傍での光電子の走行時間広がり小さく抑えるために光電面とメッシュ加速電極間の電界を非常に強くする。
- ②集束電極領域での光電子の走行時間広がり小さく抑えるために、集束電極に正高圧を印加する。
- ③掃引用偏向電極の偏向感度を高くするために、陽極電位を低くする。

## (2) 管の構造と動作電圧

図 3-50 に、上記設計概念に基づきコンピューターシミュレーションを用いて設計された管の構造と動作電圧を示す。光電面には－4KV、メッシュ加速電極には＋4KV が印加される。光電面－メッシュ電極間の間隔は耐圧を考慮して 1.5mm とした。電界強度は 5.3kV/mm となる。集束電極には、＋11.2kV、陽極には 0V（グラウンド電位）が印加される。図 3-51 は、管軸上の電位分布を示す。偏向板の間隔は入力側が 3.5mm、出力側が 7mm、長さは 35mm である。光電面－MCP 入力面間の距離は、440mm である。この時、偏向感度は (3-23) 式より 270mm/kV と算出された。

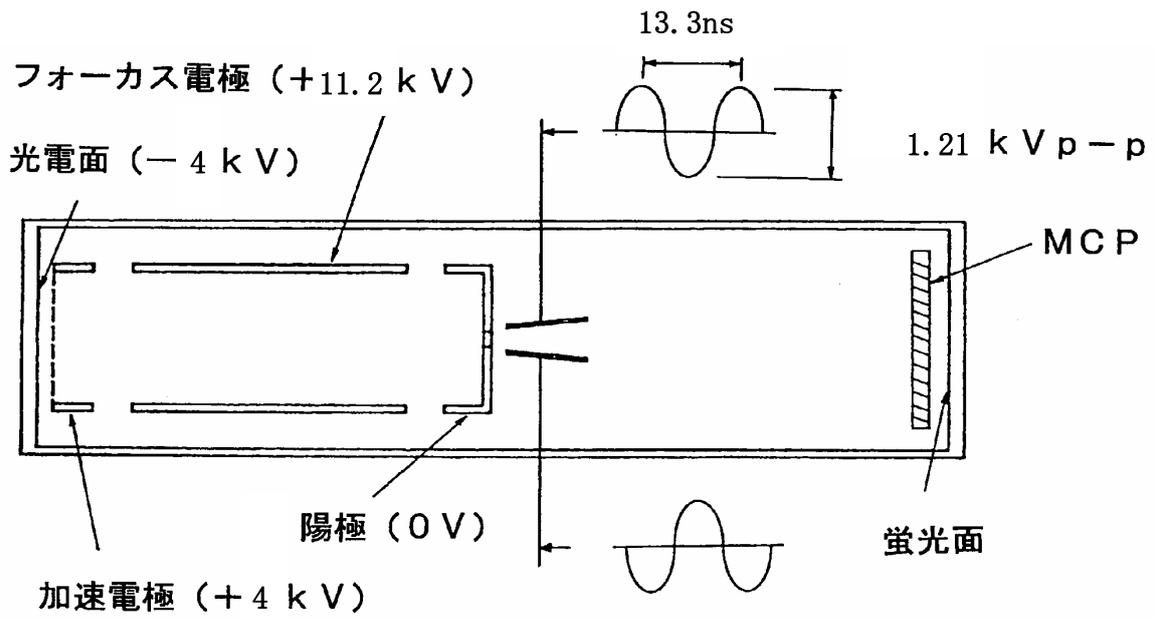


図 3-50 フェムト秒シンクロスキャンストリーク管の構造と動作電圧

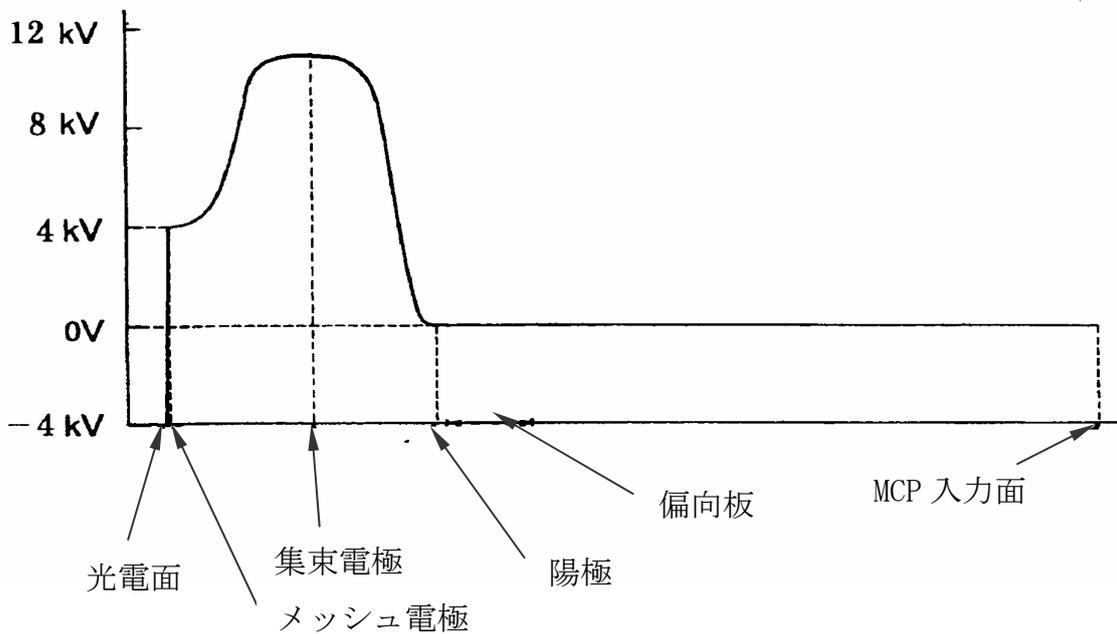


図 3-51 管軸上の電位分布

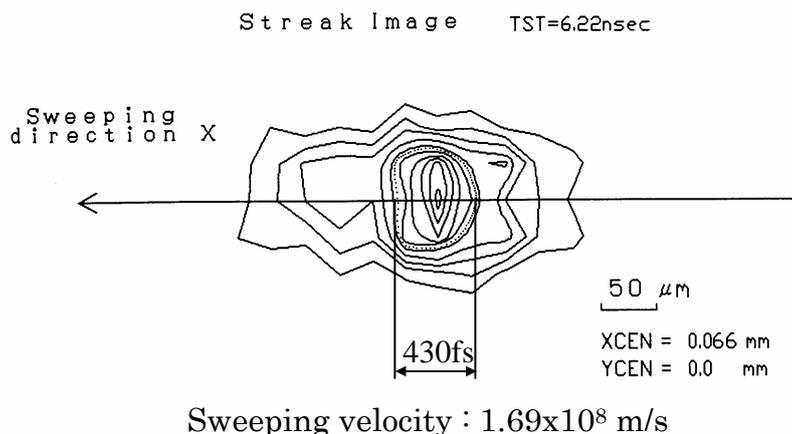


図 3-52 シミュレーションにより得られたストリーク像

像の拡大率	5.2 倍
出力半値幅	$50 \mu\text{m}$
偏向感度	275mm/kV
歪み	少

表 3-9 フェムト秒シンクロスキャン  
ストリーク管の静特性

### (3) 電子軌道シミュレーション

シミュレーションでは、初速度分布が平均  $0.34\text{eV}$  のガウス分布、放出角度分布が余弦分布で時間幅が無限小の光電子群が、光電面上の  $5 \mu\text{m}$  (掃引方向)  $\times 20 \mu\text{m}$  (掃引に垂直な方向) より、放出されるとし、偏向板には  $80\text{MHz}$  の正弦波電圧をプッシュプルで印加し、MCP 入力面上までの電子軌道およびその入力面上のストリーク像のプロファイルを求めた。500fs 以内の時間分解能ができるだけ小さな掃引電圧で得られるよう試行錯誤した結果、図 3-50 に示した構造、動作電圧とが得られた。図 3-52 に、光電面-メッシュ加速電極間隔を  $1.5\text{mm}$  とした時のシミュレーションにより得られたストリーク像を示す。時間分解能として、半値幅で 430fs が得られた。光電面-メッシュ加速電極の間隔が  $1\text{mm}$  の時は、330fs であった。また、電子光学系の拡大率  $m$  は 5.4 であった。

### (4) 静特性

軌道設計より得られた設計値を基に管を試作し、静特性を評価した。光電面は S-20、蛍光面は P-20 である。光電面-メッシュ加速電極間の間隔を耐圧を考慮して  $1.5\text{mm}$  とした。静特性の評価結果を表 3-9 にまとめて示す。拡大率が 5.2、偏向感度が  $275\text{mm/kV}$  で設計値にほぼ近い値が得られた。

(5) 時間分解能の実験値

次に、SP社のミレニア TSUNAMI(半導体励起のTi-サファイヤレーザー)を用いて、時間分解能を評価した。図3-53は時間分解能の評価実験系を示す。レーザーの繰り返しは80MHz、パルス幅は約70fs、波長は840nmである。レーザーをハーフミラーで分岐し、一方はAPDで受けて、掃引回路に導き、他方はエタロンを通して10ps間隔のパルス列とし、入力光学系のスリットに入射させた。図3-54は約1秒間積算したストリーク像とその時間-光強度のプロファイルの例を示す。各パルスの半値幅は、約660fsである。管の設計値の430fsとは差があるが、良い値が得られた。この差は、レーザーを含む回路系のジッターがまだ、除去しきれていないためと考えられる。

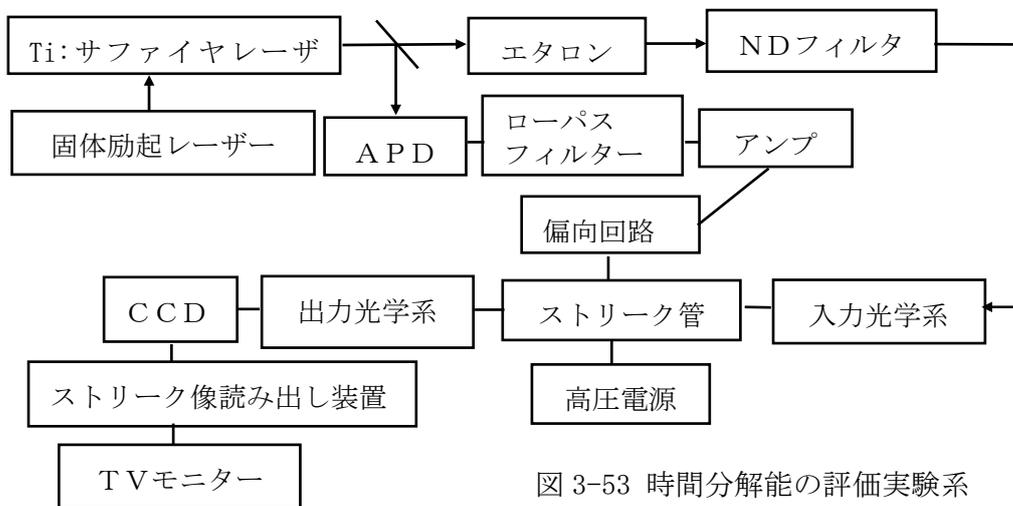
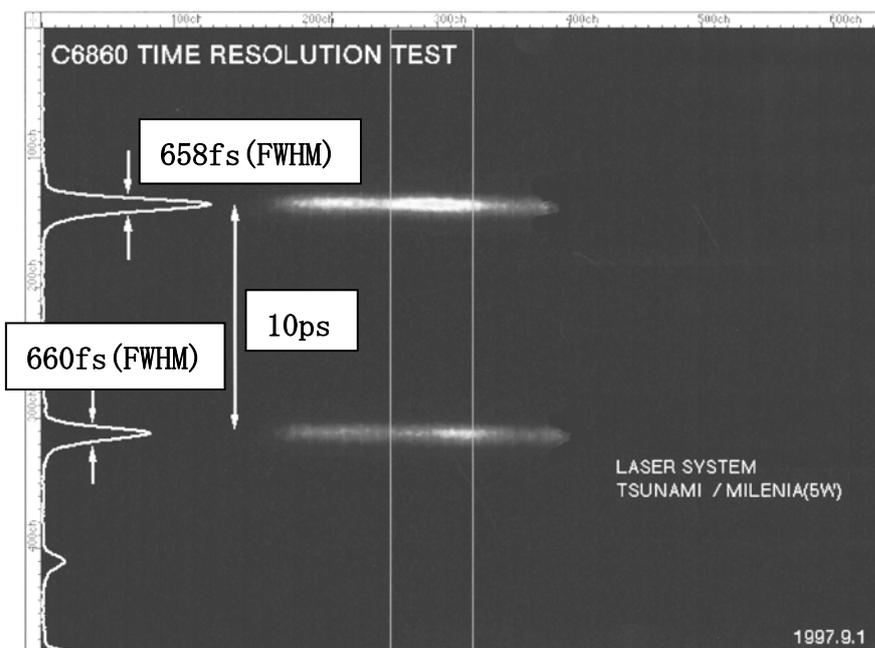


図 3-53 時間分解能の評価実験系



ストリーク像は、  
約1秒間積算

図 3-54 得られたストリーク像とその光強度-時間のプロファイル

### 3.4 光強度依存時間広がり

ストリーク管に入射する光強度が大きくなると、時間分解能が劣化する。特に、単発掃引のカメラでは1回の掃引でデータを取得するので、カメラの時間分解能を保持して計測できる光強度の範囲つまりダイナミックレンジ (Dレンジ) は、上限がこの劣化により制限される。図 3-55 にDレンジを図示する。下限は 50%の確率で信号が検出できる光子数 (光電子数) /パルスで、また上限は時間分解能が 1.2 倍に広がる光子数 (光電子数) /パルスで定義した。下限は MCP 内蔵管で、透過率 60%の加速メッシュ電極を用いた場合、約 8 光電子という値が測定より求められた。光強度が大きくなると時間分解能が劣化する原因としては、空間電荷効果<sup>36)</sup>や光電面表面の光照射による電位ムラ<sup>37)</sup>などがあげられている。電位ムラが生じる理由は、光電子放出に伴う光電面の帯電やフェルミ準位の変動が仮定されている。

本研究では、3.3.2 に述べた 500fs ストリーク管の光強度依存時間広がり非常に大きいので、その原因究明のため、その広がり解析を実験と電子軌道シミュレーションにより行った<sup>22,23)</sup>。シミュレーションでは、独自の手法により数 100fs のパルス幅を有する電子雲の形状と電子密度分布の過渡解を求めことにより、フェムト秒領域の空間電荷効果による光強度依存時間広がりについて初めて定量的に解析した。実験およびシミュレーションによる

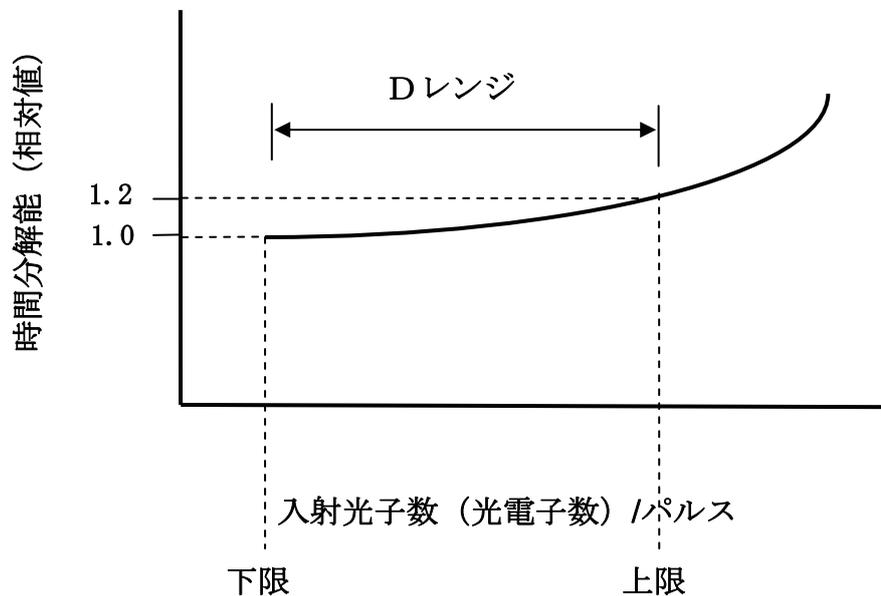


図 3-55 光強度依存時間広がり と Dレンジ

下限 : 50%の確率で信号が検出できる光子数 (光電子数) /パルス

解析から、その時間広がりメカニズムを明らかにするとともに、それらを基にその改善を図ることができた<sup>24)</sup>。

なお、時間分解能が数 10ps より大きい領域でも光強度依存時間広がり観測され、これも空間電荷効果により説明できるが発生メカニズムはかなり異なる。これについては、別途 4.1.4(4)に述べるのでそれを参照されたい。

### 3.4.1 空間電荷効果の解析方法

解析した 500fs ストリーク管については、3.3.2 を参照されたい。(構造、動作電圧→図 3-35、管軸上の軸方向集束磁界分布→図 3-36)

#### (1) 実験方法

図 3-56 に示す実験配置で、この管の光強度依存時間広がり特性(以下 ID 特性と略す)を、種々の条件で求めた。入射光源は、波長  $0.6\mu\text{m}$  の CPM リングダイレーザーである。表 3-10 は、実験における管の標準動作条件を示す。加速電圧は 10kV、ストリーク速度は  $1.6\times 10^8\text{m/s}$ 、光電面上の線状像の掃引方向の幅は  $10\mu\text{m}$ 、それに垂直な方向の長さは  $0.23\text{mm}$  である。表に示される各項目について条件を変えてデータを取得した。一つの

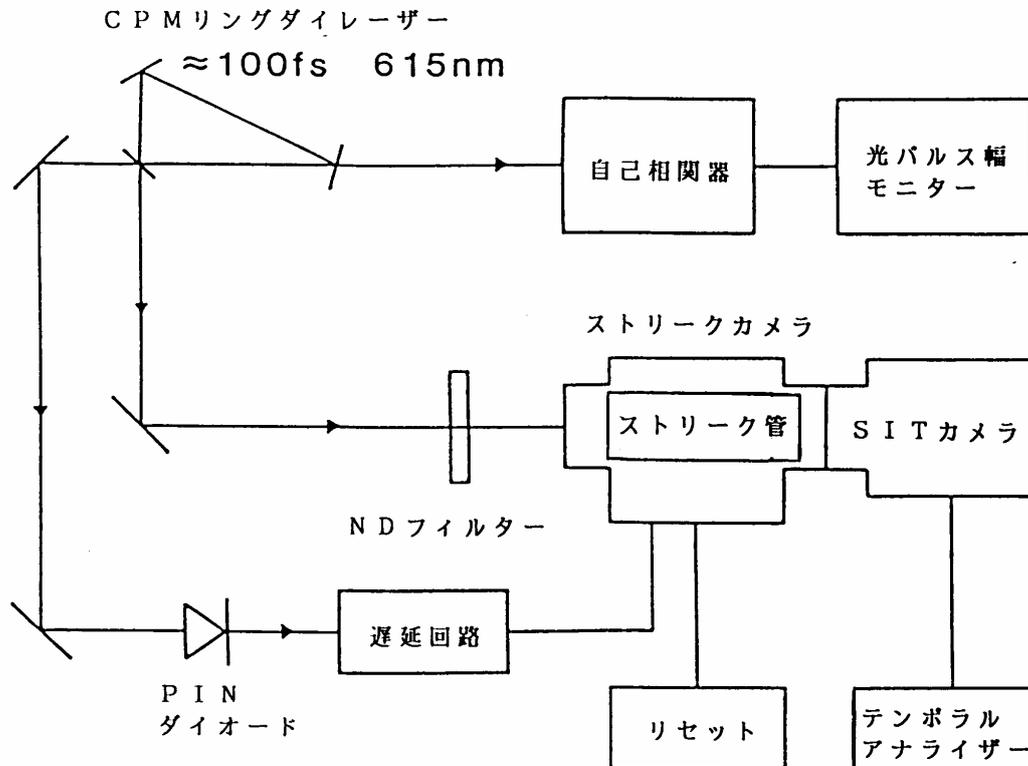


図 3-56 光強度依存時間広がり特性の実験配置

表 3-10 管の標準動作条件

加速電圧（光電面－メッシュ電極）	10kV
ストリーク速度	$1.6 \times 10^8 \text{m/s}$
光電面上の線状像の寸法	
幅（掃引方向）	$10 \mu \text{m}$
長さ（空間方向：掃引に垂直な方向）	0.23mm
入射光パルス幅	100fs

項目の条件を変える時、他の項目は表に示される標準動作条件とした。入射光パルスの強度をNDフィルターを用いて変え、光パルスの1ショット毎に、そのストリーク像を得て、半値幅を求めた。計測時に、各単一光パルスにより光電面から放出される光電子の数を測定し、解析を行う時は、その値を各光パルスの強度の代わりに用いた。その方が、同じ強度の光パルスでも光電面の感度により放出される光電子の数は異なるので、空間電荷効果の影響を解析するには適している。さらに、光パルスの強度が大きい時は、出力の飽和によりストリーク像の波形が不正確になるのを防ぐために、MCPの増倍利得を下げた。

## (2) 電子軌道シミュレーションの方法

上記実験に対応する条件下で、光電面と掃引面の間における電子雲の遷移を、空間電荷効果を考慮した電子軌道シミュレーションにより求めた。今回のように光電面へのフェムト秒のレーザーの入射により光電面から小さな電子雲が発生し、その形と電子密度分布が、時々刻々変化しながら管の中を走行する場合は、過渡状態であるので、定常解を求める<sup>38)</sup>のに用いられるChild-Langmuirの空間電荷則は適用できない。そこで過渡解を求めるために、以下の方法を考案した。

電子雲をその密度と形状が変化する連続した電荷分布として扱うのは難しいので、全ての光電子の位置と速度をコンピューターに入力し、運動方程式を個々の電子に関して解くようにする。マックスウェル方程式の、電子雲の運動により誘起される電磁界については、全体の電荷量が小さいので無視した。電子に働く力 $F$ は、図3-57に示すように、管の電極や集束コイルの形状、動作電圧、電流などの境界条件によって決まる電磁界 $\vec{E}_0$ 、 $\vec{B}_0$ と空間電荷による電界 $\vec{E}_{\text{space}} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$  ( $\vec{E}_i$ : 個々の電子による発生電界) によるものである。従って、 $F$ は、次式で示される。

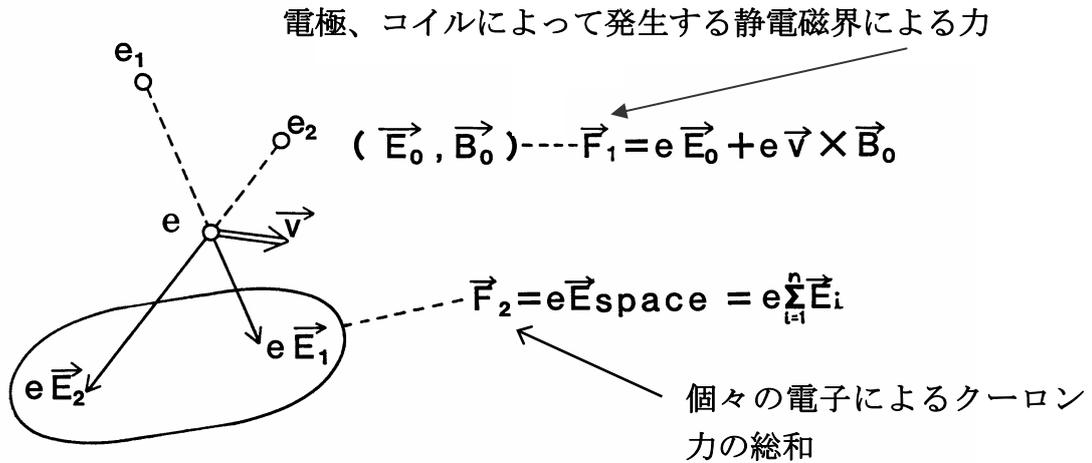


図 3-57 空間電荷効果を考慮した場での電子に作用する力

$$\vec{F} = (e\vec{E}_0 + e\vec{v} \times \vec{B}_0) + e \vec{E}_{\text{space}} \quad (3-25)$$

ここでは偏向場は解析に含めていないので、 $E_0$ 、 $B_0$  は位置のみの函数となる。一方  $\vec{E}_{\text{space}}$  は、電子雲中のあらゆる電子の位置が時々刻々と変化するので、位置と時間の函数となる。電子雲の遷移が  $\Delta t$  間隔で逐次追跡される時、各ステップで  $\vec{E}_{\text{space}} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$  が

全ての電子の位置から計算され、その値は次のステップの各電子の位置と速度を求めるために用いられる。境界条件により決定される静電磁場は軸対称である。しかし、 $\vec{E}_{\text{space}}$  の大きさと向きはランダムで、かつ、光電面から放出される光電子群の空間分布は線状で軸対称でない。従って、3次元のシミュレーションを行った。管軸上の電位分布と図 3-36 に示される軸方向集束磁界分布が、静的な電磁場  $\vec{E}_0$ 、 $\vec{B}_0$  として計算に用いられた。近軸磁界は、上図の軸上磁界分布を用いて、テーラー展開から求められる。偏向電場は、それを入れた解析は時間がかかることと、掃引していないフォーカスモードにおいて光電面—掃引面間で、電子雲の形状、密度がどのように変化するかわかれば、空間電荷効果の影響を十分把握できると考え、偏向電場は解析に含めなかった。

入射光パルスに関しては、以下のように仮定した。光強度—時間の分布  $I(t)$  を逆ハイパボリック函数の 2 乗で近似した。その時、 $I(t)$  は次式で近似できる。

$$I(t) = \text{sech}^2 a(t-150) : \text{at } 0 \leq t \leq 300(\text{fs}), I(t) = 0 : \text{at } t < 0, t > 300(\text{fs}) \quad (3-26)$$

ここで、 $a$  は定数で  $t$  は時間 (fs) である。  $I(t) = 0 : t > 300(\text{fs})$  の条件は、精度を

落とさずかつ、解析を簡単にするために加えた。光電面上の線状光の輝度分布は掃引方向でガウス分布、それに垂直な方向で均一とした。

光電面の近傍での光電子の振る舞いについては以下のように仮定した。光電面に光パルスが入射すると、光電子群が一定の量子効率で、上記の光パルスの時間分布, 空間分布に対応して、放出される。光電面における光子から光電子への変換時間、光電面内の光電子の走行時間、放出による光電面表面の帯電は、無視した。光電子の初速度分布については、大きさは  $0.6\mu\text{m}$  の光波長で、平均値  $0.34\text{eV}$  のガウス分布、角度分布は余弦分布とした。単一光パルスの入射で放出される光電子の数を、(1)の実験条件に対応して、予め設定した。

上記光電面部の仮定と (3-26) 式に示される入射光の時間強度分布に関する仮定から、単一光パルスによって生じる全ての光電子は、 $300\text{fs}$  以内に真空中に放出される。シミュレーションを簡単にするため、その放出期間中は、空間電荷効果すなわち  $E_{\text{space}}$  は考慮しなかった。 $300\text{fs}$  後、電子雲が光電面の傍に形成され、その後、空間電荷効果を考慮したシミュレーションを行った。この方法を採択する前に、光電子が光電面から真空中に放出されるとすぐ、それら光電子群がクーロン力で相互作用する、より精密なシミュレーションも試みた。しかし、両者で結果に差は無かった。その理由は、次節で明らかにするが、このことから、単純な方法を選択した。

#### 3.4.2 解析結果と考察

図 3-58 は、ストリーク速度をパラメータにして実験より得た ID 特性を示す。図 3-58(a) は、出力面上の時間軸方向の空間広がりを示す。第 1 に光強度が弱い所でストリーク速度が大きくなると広がりが大きくなるのは、光電面-偏向電極間の光電子の走行時間広がりが掃引により分散されて現れるからである。第 2 に各ストリーク速度において入射光強度が大きくなると、広がりは増加する。フォーカスモード (掃引しない状態) では、広がりの増加は最も小さく、掃引していないので、その広がりの増加は電子雲の広がりのうち、管軸に垂直な方向の広がりに対応している。一方ストリーク速度が大きくなると、光強度増加による広がりの増加も急になる。この場合は、掃引しているので、管軸に平行な方向つまり光電子の走行方向に、光電面-偏向電極間で空間電荷効果により電子雲の広がり生じ、これが出力面上で時間方向に分散されると考えられる。図 3-58(b) は、(a) の二つのストリーク速度における空間広がりをストリーク速度で割って、時間広がりにして示したものである。これから、光強度が小さい時は、ストリーク速度が大きい方が時間分解能は良いが、光強度依存時間広がりの増加率は、ストリーク速度が大きい方が大きいので、光強度がある程度以上大きいと、差はほとんど無くなる。

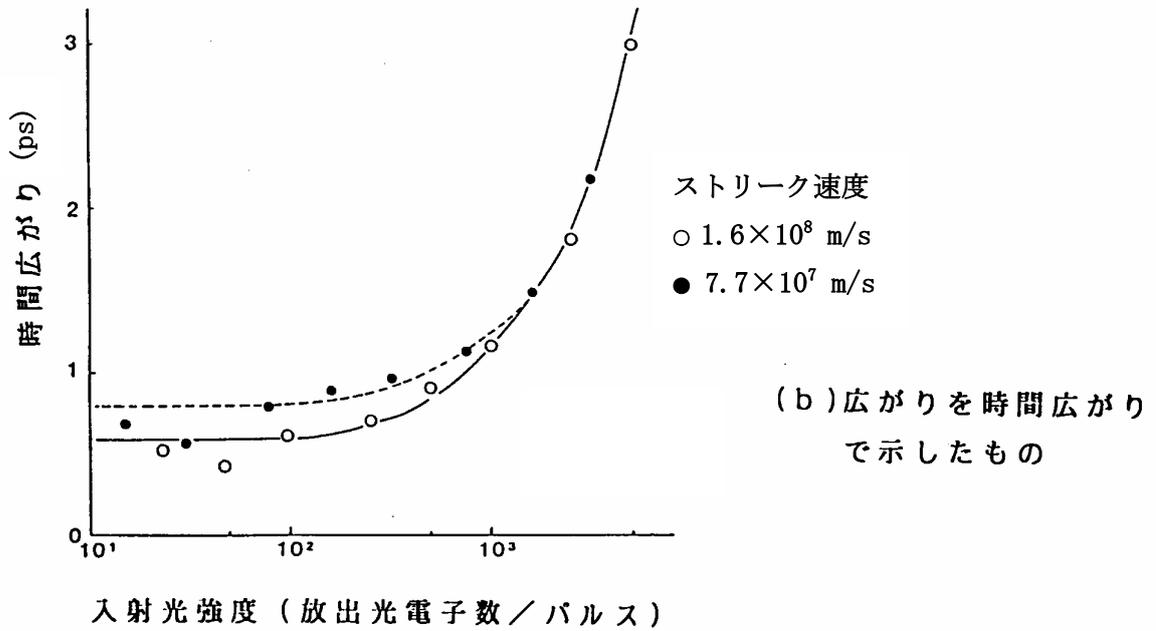
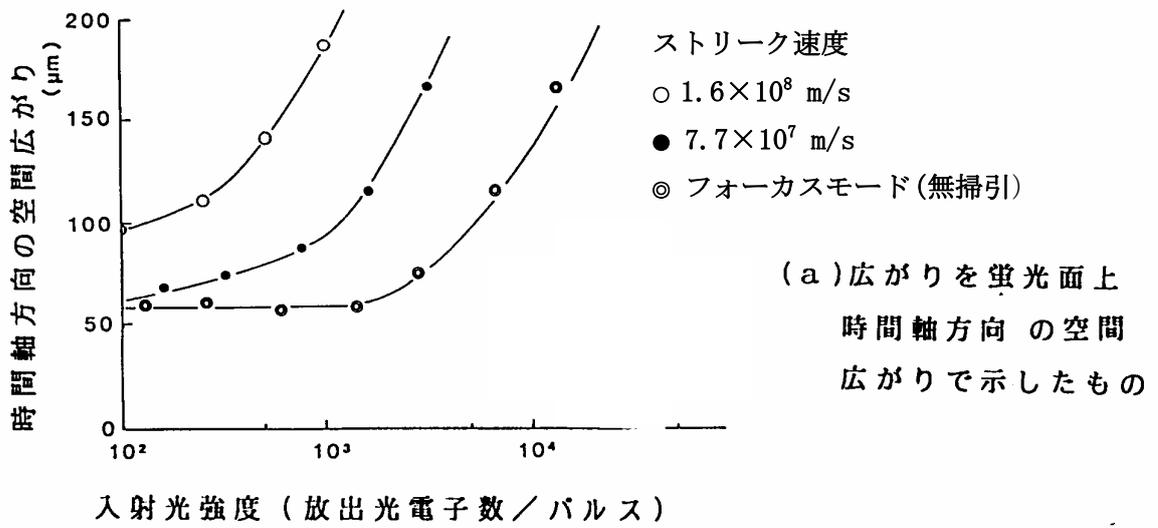


図 3-58 ストリーク速度をパラメーターにした実験で得た ID 特性

図 3-59 における曲線 I、II、III は、電子軌道シミュレーションにより得られた光強度依存時間広がりを示す。曲線 I はフォーカスモード（無掃引）での出力面上での空間広がりストリーク速度  $1.6 \times 10^8 \text{ m/s}$  で割って時間広がりへ換算したものである。曲線 II は、光電面-偏向電極間の走行時間広がり、光電子の初速度分布による走行時間広がりも含んでいる。曲線 I、II とともに光強度が大きくなると時間広がりも大きくなるが、このシミュレーションでは、そうなる要素は空間電荷効果しか含んでいないので、空間電荷効果により、これらの曲線は増加していることが言える。また、曲線 I より曲線 II の方が増加の率は大きい。曲線 III は、曲線 I と II をコンボリューションしたものある。一方、曲線 IV は、実験で得られた曲線の内、 $1.6 \times 10^8 \text{ m/s}$  のストリーク速度のもので、曲線 III と IV は、かなり良い一致を示した。これらに結果から、 $1.6 \times 10^8 \text{ m/s}$  というような超高速掃引を行っているフェムト秒領域におけるストリーク像の光強度依存時間広がり増加の主な原因は、空間電荷効果で、しかも電子雲の管軸に垂直な方向の広がりによるものでなく、光電面-偏向電極間での管軸に平行な方向の広がりによるということがわかった。

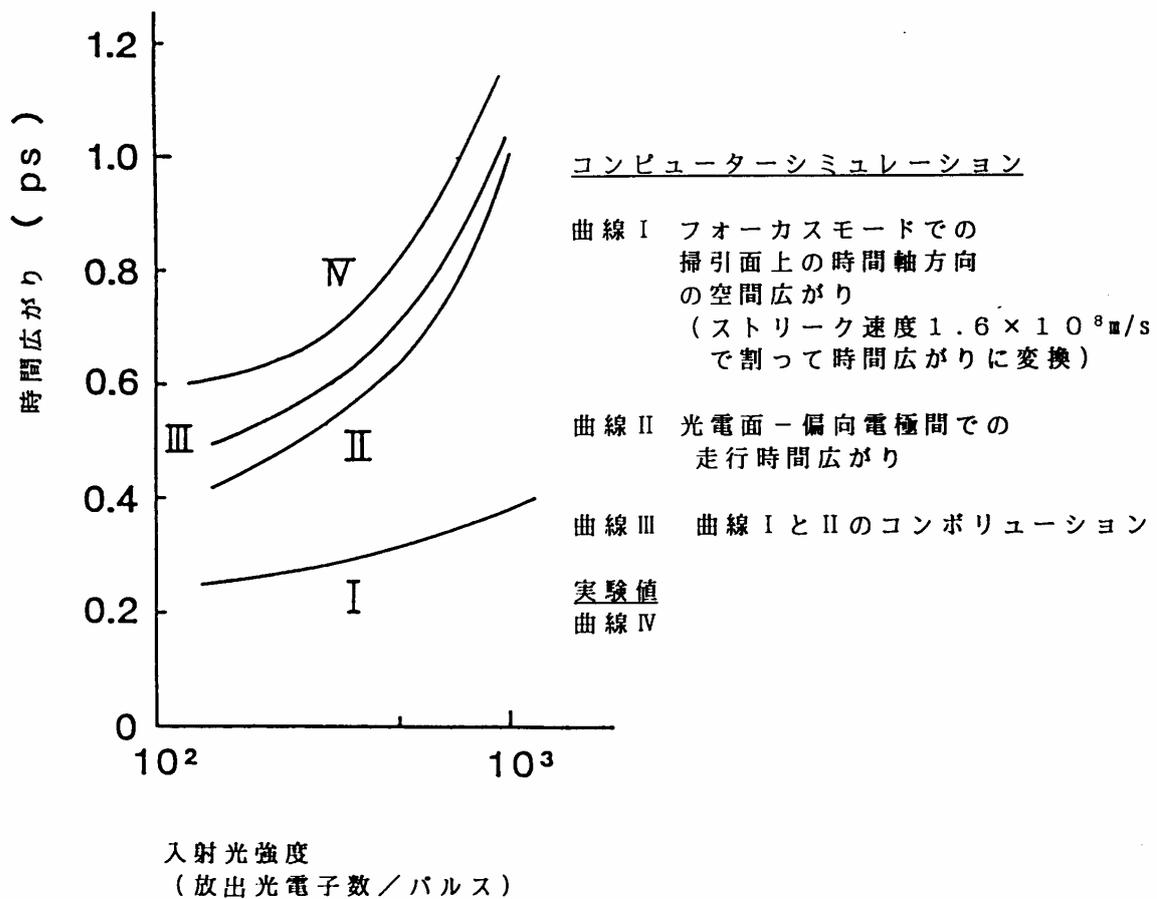


図 3-59 シミュレーションによって求めた ID 特性と実験値との比較

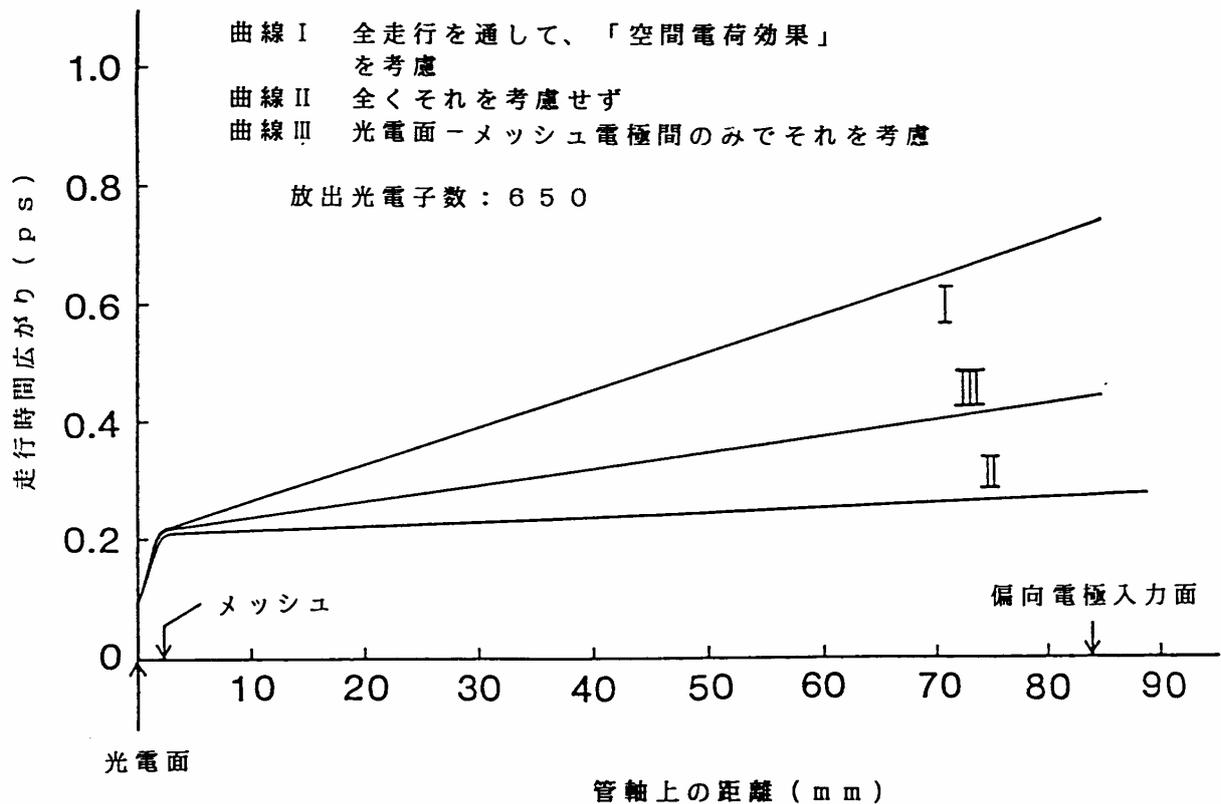


図 3-60 シミュレーションにより得た管軸方向の各位置での光電子雲の走行時間広がり

次に電子雲が光電面－偏向電極間でどのように管軸方向で広がっていくのかシミュレーションにより解析した。図 3-60 は、その結果で、ここでは、管軸上の各位置で、電子雲の管軸方向の空間広がりを、管軸上の各位置での電子雲の速度で割ることにより、時間広がり（ps）に換算して示す。曲線 I は、光電面から偏向電極までの全走行を通して空間電荷効果を考慮したもの、曲線 III は、光電面－メッシュ電極間だけでそれを考慮して計算し、それ以降では計算に入れなかったもの、曲線 II はまったくそれを考慮しなかったものである。曲線 I、II、III 間の差は、光電面－メッシュ電極間ではほとんど認められない。曲線 I では、メッシュ電極－偏向電極間で空間電荷効果による時間広がりが直線的に増加する。曲線 III は、光電面－メッシュ電極間で受けたクーロン反発力で光電子の速度が変えられることにより、空間電荷効果を考慮していないメッシュ電極以降で、電子雲がその惰性で広がることを示す。また、偏向電極入口で、曲線 III の広がり（ps）は曲線 I と II の中間的な広がりとなる。これら、図からの結果は、時間広がりの増加をもたらす空間電荷効果には、光電面－メッシュ電極間よりメッシュ電極以降の方が大きいことを示す。これは次のように説明できる。クーロン反発力は、電子雲の電子密度が最大である光電面の傍で最大である。しかし、力学理論から、光電子の運動量の変化は、力積  $F \times t$  に等しいので、全体としての空間電荷効果は、クーロン反発力を時間で積分したもので示される。メッシュ電極以降では、クーロン反発力は小さくなっていくが、相互作用の時

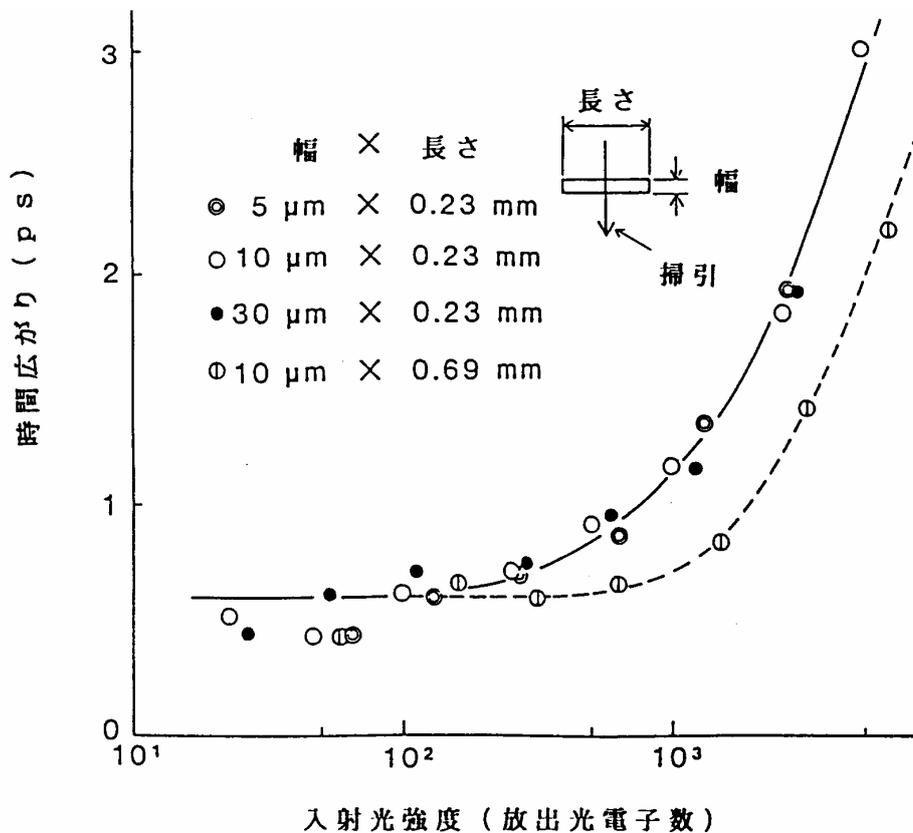


図 3-61 光電面上の線状像の形状をパラメーターにした実験により得た ID 特性

間は光電面—メッシュ電極間に比べて非常に長いので、メッシュ電極以降での空間電荷効果の方がむしろ大きくなる。先に光電面から光電子が放出される 300fs の期間、空間電荷を考慮した場合としない場合で、時間広がり増加に差が無いというのも、クーロン反発力の作用時間が超短時間のためである。

図 3-61 は、光電面上に入射される線状光の形状をパラメーターにした実験より得た ID 特性を示す。まず、掃引方向の幅は同じ 10 μm で掃引に垂直な方向の長さを 0.23mm から 0.69mm にすると、光強度を増した時の時間広がり増加は小さくなる。これは、線状像の光電子密度が小さくなり、クーロン反発力が小さくなるためと思われる。次に、掃引に垂直な方向の長さを 0.23mm と一定にして、掃引方向の幅を 5、10、30 μm と変えた時は、曲線に差がほとんど無い。一方、シミュレーションでも同様の結果が得られた。これは、光電子密度が大きいほど、クーロン反発力も大きくなるという観点からは矛盾する。これについては、光電子の初速度分布を考慮することにより、次のシミュレーション結果から説明できる。

図 3-62 は、光電面に掃引方向に垂直な方向の幅が、5、10、30 μm の線状パルス光が入射した時、放出される電子雲の幅（管軸に垂直な面内の幅）がどのように変化するかをシミュレートした結果を示す。放出光電子群が持つ初速度分布により、光電面から 5mm

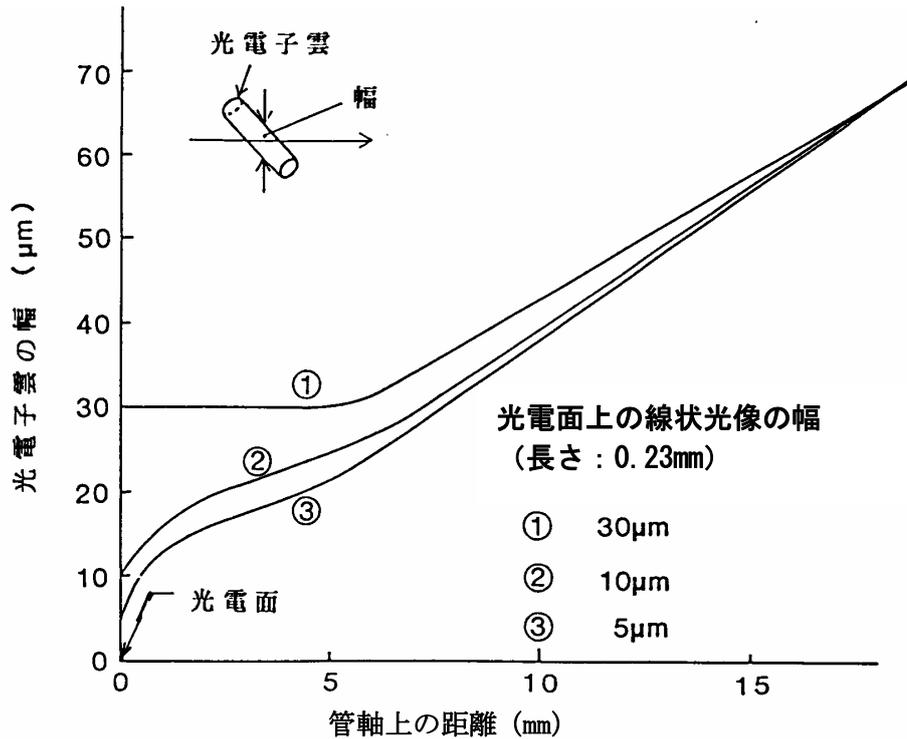


図 3-62 光電面上で異なった線幅を持つ線状像に対応する光電子雲の線幅の変化

の位置で 3 個の曲線は、ほぼ同じ幅に広がってしまい、そこでは、光電子密度がほぼ同じになる。従って、光電子密度に差がある領域はほんのわずかで、空間電荷効果はクーロン反発力の時間積分で示されるので、光電面の傍の小さな領域での差はほとんど影響せず、出力面ではほぼ同じ広がりとなる。このことは、さらに光電子の初速度は光強度依存時間広がりに影響し、初速度が大きい方がその広がりが小さくなるということを示す。

図 3-63 は、入射光のパルス幅をパラメーターにして実験より得た ID 特性を示す。パルス幅が小さくなっても時間広がりが増加の様子に差が無い。これも、パルス幅が小さい方が、光電子密度が大きくなりクーロン反発力も大きくなるという観点からは矛盾する。これについても、光電子の持つ初速度分布が、放出されてすぐにパルス幅の差による電子雲の光電子密度の差をなくしてしまうということの説明がつく。

図 3-64 は、光電面—メッシュ電極間の加速電圧をパラメーターにして実験より得た ID 特性を示す。加速電圧を変えたとき、ストリーク速度が同じに保たれるのが望ましいが、掃引回路の調整上、少し差がある。加速電圧が大きい方が広がりが増加は小さい。これは、光電子ビームが偏向電極に到達するまでの時間が小さくなりクーロン反発力の作用する時間が少なくなるためである。また、光電面—メッシュ電極間の距離が標準の 1.6mm と異なる 1mm の管を試作して、上記の結果が光電面—メッシュ電極間の電界によらないということを確認した。

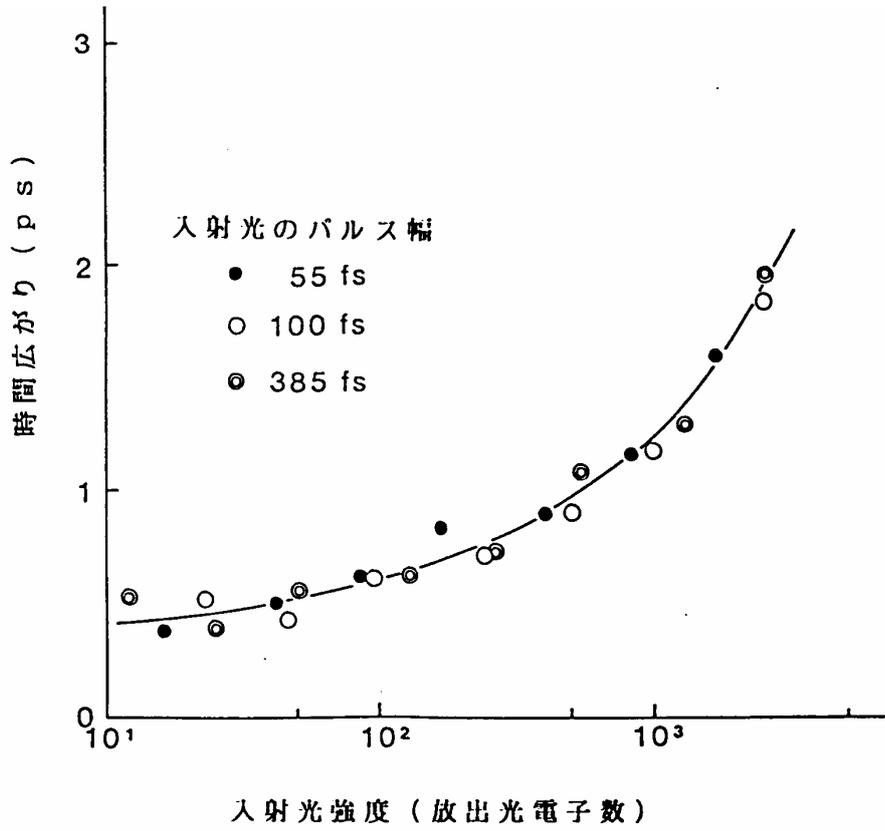


図 3-63 入射光のパルス幅をパラメーターにした実験により得た ID 特性

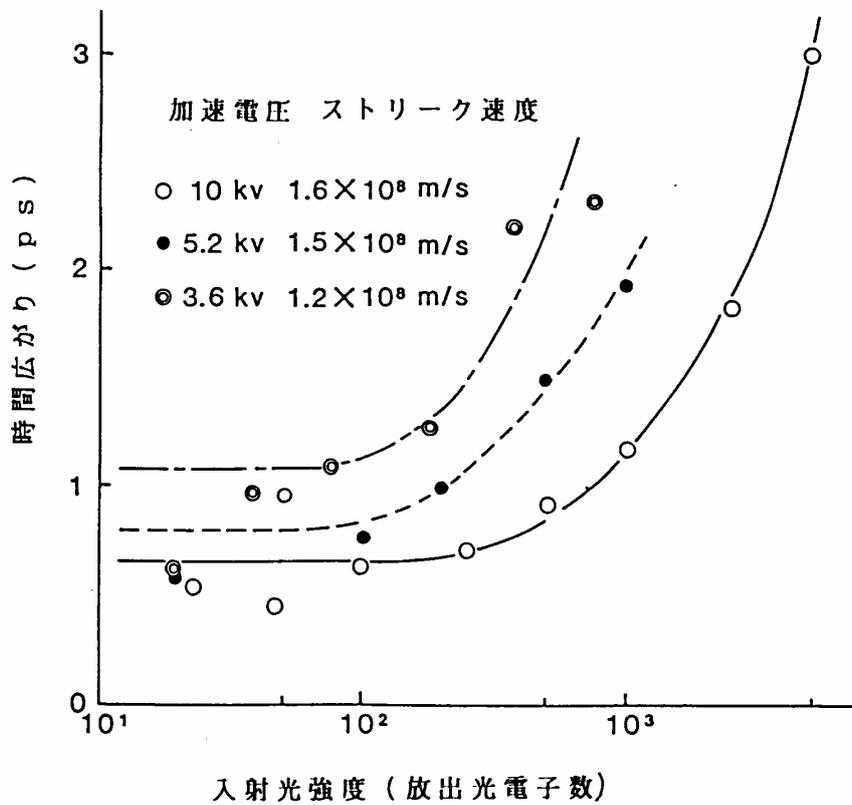


図 3-64 光電面-メッシュ電極間の加速電圧をパラメーターにした実験により得た ID 特性

### 3.4.3 解析結果のまとめ

実験およびシミュレーションにより、わかったことをまとめると以下ようになる。

- ① 500fs ストリーク管の光強度依存時間広がり、空間電荷効果だけで説明できる。
- ② 光強度依存時間広がり、光電面－偏向電極間の空間電荷効果により発生しその広がりの大半は、電子雲の管軸方向の広がりの増加による。
- ③ 電子雲の管軸方向の広がりの増加は、光電面と偏向電極の間におけるクーロン反発力の時間積分によるもので、その間の特定部分で生じるものでなく全行程で生じている。
- ④ 光電子の初速度分布は、この広がり、に影響を与える。

これらは、本研究で独自の解析方法により初めて定量的に解析され明らかにされたことである。

### 3.4.4 光強度依存時間広がり対策

一つの方法は加速電圧を高くすることだが、この場合は、耐圧不良による放電や、偏向感度が悪くなる問題がある。そこで以下の方法を考案した<sup>24)</sup>。

#### (1) 設計概念

従来方式では、図 3-65 に示すように、光電子ビームを集束後偏向していたが、これでは光電子雲が空間電荷効果により管軸方向に広がってから掃引するので出力面上でストリーク像が広がってしまう。考案した対策管の概念図を、図 3-66 に示す。光電面から光電子群が放出され、メッシュ電極で加速された直後、電子雲が広がる前に偏向電極で掃引してしまい電子ビームの集束はその後で行う。光電面－偏向電極間の距離が小さいので、この間で生じる空間電荷効果による管軸方向のビーム広がり、また、偏向電極以降で生じる管軸方向のビーム広がり、出力面上で時間軸方向の広がりに変換されない、出力面上での時間広がり、は小さくなる。図 3-67 は、新方式の電子レンズの作用を、等価な光学レンズシステムで説明するものである。線状光 A が光電面上に結像され、それに対応する光電子が放出される。それらはメッシュ電極で加速された後、偏向電極で掃引される。この時、斜状電圧の印加されている偏向電極は、光学的な回転ミラー MM' に対応する。このとき回転ミラー MM' は像 A に対応する虚像 A' を発生し、その像 A' が、集束レンズにより出力面上に像 A'' として結像される。像 A' は、ミラーの角度が掃引電圧によって変化するので、管軸に垂直な面内で移動する。従って、A'' も出力面上で移動しストリーク動作が遂行される。

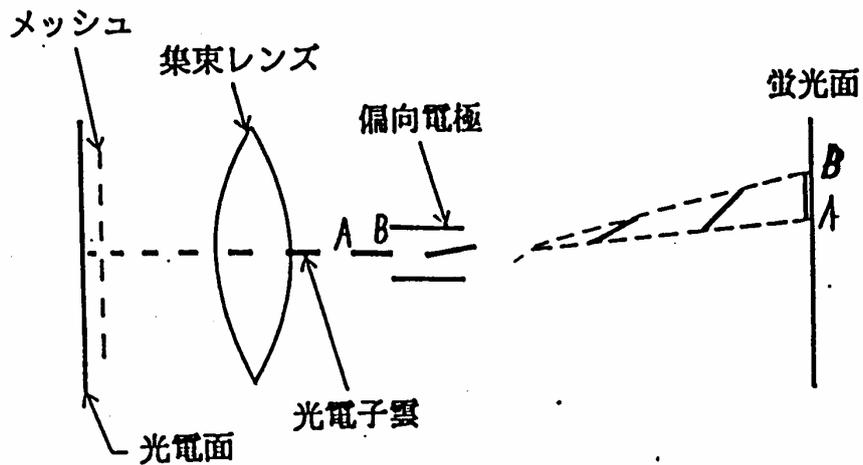


図 3-65 従来のフェムト秒ストリーク管の空間電荷効果による電子雲の広がりの様子

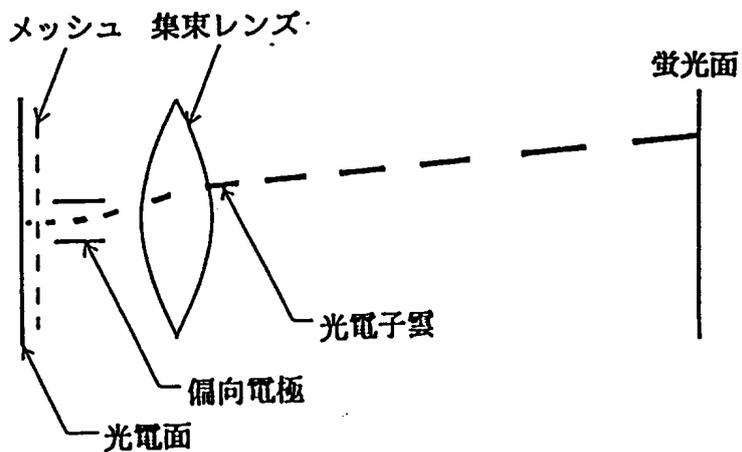


図 3-66 対策管の空間電荷効果による電子雲の広がりの様子

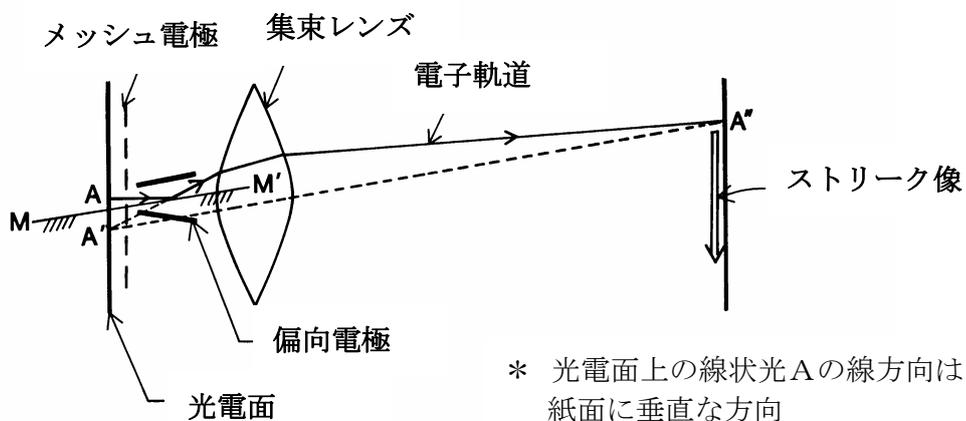


図 3-67 新方式の動作原理

## (2) 管の構造、動作電圧と静特性

管の構造と動作電圧を、図 3-68 に示す。管の外径は 52mm、長さは 290mm である。S-20 光電面と P-20 蛍光面が用いられている。光電面—メッシュ電極間の距離は 1.6mm、印加電圧は 10kV である。偏向電極がメッシュ電極に密接して配置され、偏向電極—MCP 間にはウォールアノードが設けられ、それはグラウンド電位に接続される。偏向電極のすぐ後ろには軟鉄枠に入れられた電磁集束コイルが配置される。電子レンズ系のラインスプレッドの半値幅は  $0.5\mu\text{m}$  の入射光に対して  $50\mu\text{m}$  である。集束電子レンズの拡大率は 3.4 で偏向感度は  $50\text{mm/kV}$  である。出力像は入力像に対して約  $90^\circ$  回転している。

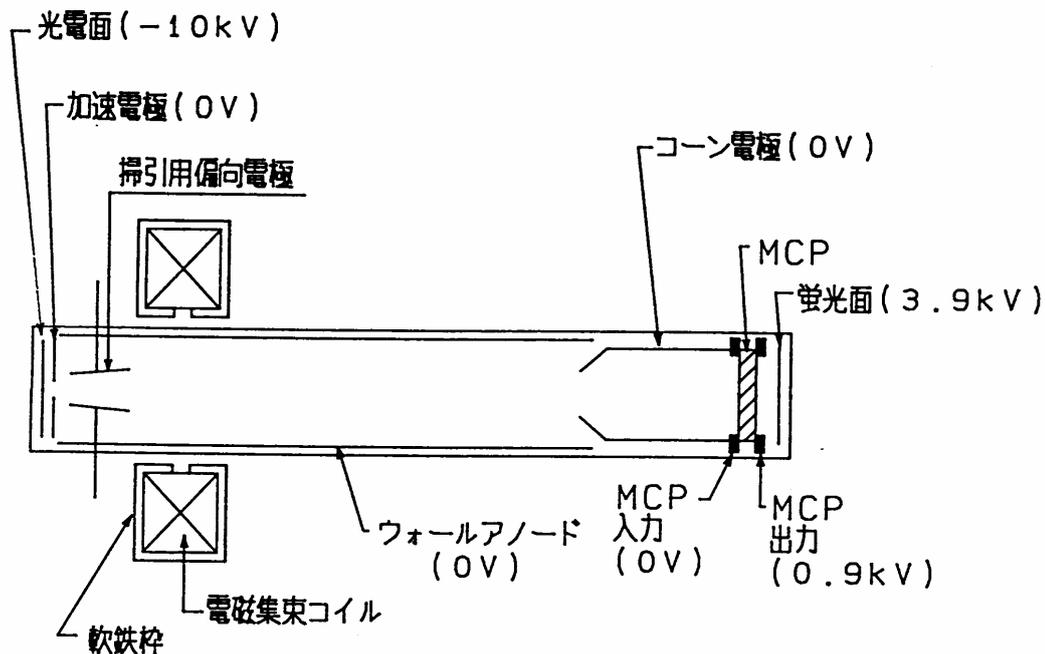


図 3-68 新方式の管と集束コイルの構造

## (3) 光強度依存時間広がり特性

図 3-56 に示す実験配置で、ID 特性を実験により求めた。図 3-69 はその結果を示す。曲線 A が新方式、曲線 B が従来方式で、明らかに光パルス強度が大きい領域で新方式の方が広がり増加が少ない。曲線 C では強度の大きい領域で集束コイル電流を再調整することにより、強度の小さい領域では時間分解能は悪くなるが、大きな領域ではその時間広がり増加をさらに小さくできることを示す。従来の管ではこの効果は認められない。これは次のように説明できる。3.4.2 で述べたように従来管の光強度依存時間広がり、管軸方向の電子雲の広がりによる。集束コイル電流は、管軸に垂直な面内で集束レンズの強さを調整するので走行時間広がり改善することはできない。新方式の管では、管軸方向の広がり、小さく抑えられていて、管軸に垂直な面内での広がりの方が大きい。空間電荷効果による管軸に垂直な面内での広がり、掃引面での結像面を後ろの方に

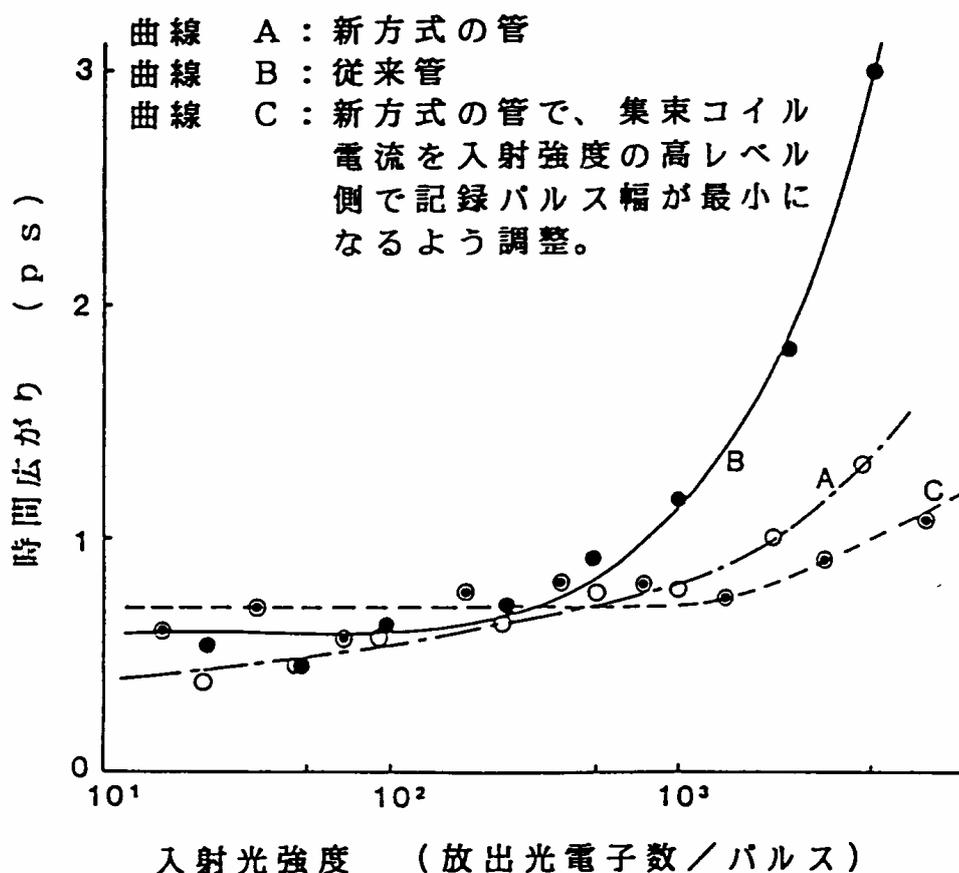


図 3-69 新方式の管の実験で得た ID 特性

シフトする傾向があるのでコイル電流を増加する方向で再調整するとその時間広がり改善できる。以上より、新方式の管は、光強度依存時間広がり特性を低減するのに有効であることがわかった。

参考文献

- 1) V. V. Korobkin, B. M. Stepanov, S. D. Fanchenko and M. Ya. Schelev : Optical and Quantum Electronics, **10**, p. 367 (1978)
- 2) J. S. Courtney-Pratt, Research, London **2**, p. 287 (1949)
- 3) V. V. Korobkin, A. A. Malyutin, and M. Ya. Schelev: J. Photogr. Sci., **17**, Sept. p. 179 (1969)
- 4) A. j. Alcock, M. C. Richardson, and M. Ya. Schelev: Proc. of the 9th Int. Congr. High-Speed Photography (ICHSP) (Denver, Colo.), Soc. Motion Picture and Telev. Eng., New York, p. 191 (1970)
- 5) E. K. Zavoiskii and S. D. Fanchenko, Dokl. Akad. Nauk SSSR, Vol. 108, P. 218 (1956)
- 6) D. J. Bradley, Liddy B and Sleat WE, Optics Comm **2**, p. 391 (1971)

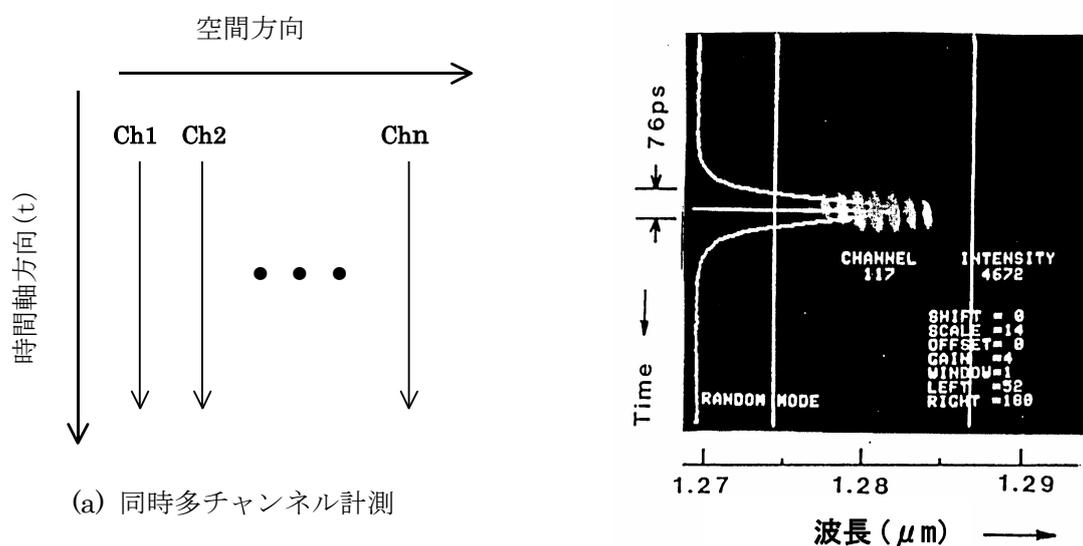
- 7) M. M. Butsulov et al, Proc. of the 10th ICHSP, Nice, p. 122 (1972)
- 8) D. J. Bradley and W. Sibbett: Appl. Phys. Lett., **27**, 7, p. 382 (1975)
- 9) A. Finch, Y. Liu, H. Niu, W. Sibbett, W. E. Sleat, D. R. Walker, Q. L. Yang and H. Zhang:  
SPIE Vol. 1032, High Speed Photography and Photonics, p. 622 (1988)
- 10) K. Kinoshita, T. Kato and Y. Suzuki : Proc. of the 14th ICHSPP (Moscow, in USSR), p. 199  
(1980)
- 11) 木下勝之、鈴木義二: 日本学術振興会光電相互変換第 125 委員会第 93 回研究会資料第 353  
号, p. 17 (1980)
- 12) 木下勝之、鈴木義二: テレビ全大, 3-7, p. 51 (1980)
- 13) 木下勝之、加藤隆仁、鈴木義二: テレビ全大, 4-18, p. 99 (1981)
- 14) K. KINOSHITA, N. HIRAI and Y. SUZUKI: Proc. of the 16th ICHSPP, Strasbourg, SPIE,  
Vol. 491, p. 63 (1984)
- 15) 木下勝之、平井伸幸、鈴木義二: テレビ全大, 2-1, p. 15 (1984)
- 16) K. Kinoshita, M. Ito and Y. Suzuki : Rev. Sci. Instrum. **58**(6), Jun. p. 932 (1987)
- 17) K. Kinoshita, M. Suyama, Y. Inagaki, Y. Ishihara and M. Ito: Proc. of the 19th ICHSPP,  
Cambridge, SPIE, Vol. 1358, p. 490 (1990)
- 18) K. Kinoshita, M. Suyama, Y. Inagaki, A. Takahashi, and M. Nishizawa: proc. of the  
Photoelectronic Detection and Imaging: Technology and Application '93, Beijing, SPIE,  
Vol. 1982, p. 180 (1993)
- 19) K. Kinoshita, Y. Inagaki, Y. Ishihara, S. Abe and M. Nishizawa: Abstracts of the  
5<sup>th</sup> International Workshop on Femtosecond Technology, Tsukuba, p. 124 (1998)
- 20) 木下勝之、稲垣善則、石原良俊、安部滋、西沢充哲: 予稿, 高速度撮影とフォトニクスに  
関する総合シンポジウム 1997, 東京, p. 351 (1997)
- 21) Katsuyuki Kinoshita, Yoshinori Inagaki, Yoshitoshi Ishihara, Shigeru Abe and  
Mitsunori Nishizawa: Proc. of the 24th ICHSPP, Sendai, Japan, SPIE, Vol. 4183, p. 18  
(2000)
- 22) K. Kinoshita, M. Ito, M. Suyama : SPIE, Vol. 981 High Speed Photography and Photonics VI,  
p. 62 (1988)
- 23) M. Suyama and K. Kinoshita: Proc. of the 18th ICHSPP, Xian, SPIE, Vol. 1032, p. 448 (1988)
- 24) K. Kinoshita, M. Ito, and M. Suyama: Proc. of the 18th ICHSPP, Xian, SPIE, Vol. 1032,  
p. 441 (1988)
- 25) R. Kalibjian, C. F. McConaghy, and L. W. Coleman: Rev. Sci. Instrum. **45**(6), Jun. p. 776  
(1974)
- 26) V. V. Korobkin, A. A. Maljutin, and M. Ya. Schelev: J. Photogr. Sci., **17**, Sept. p. 179,  
(1969)
- 27) K. KINOSHITA and Y. SUZUKI: Proc. of the 13th ICHSPP, Tokyo, SPIE, Vol. 189, p. 504 (1978)

- 28) 木下勝之、鈴木義二：電気学会電子装置研究会資料 EDD-78-82, 電子通信学会電子デバイス研究会 信学技報 ED78-55, p. 25 (1978)
- 29) E. Inuzuka, Y. Tsuchiya, M. Koishi, M. Miwa: Proc. of the 15th ICHSPP, San Diego, SPIE, Vol. 348, p211 (1982)
- 30) P. Deserno, Arch. f. Elek. , vol. 19, p. 139(1935)
- 31) W. Sibbett, H. Niu, and M. R. Baggs : Rev. Sci. Instrum. **53**(6), Jun. p. 758 (1982)
- 32) 木下勝之、鈴木義二、松岡正浩：テレビ全大, 3-2, p. 37 (1976)
- 33) B. Yang: Appl. Phys. Lett. **54**(25), 19 June, p. 2548(1989)
- 34) A. Finch, W. E. Sleat, and W. Sibbet, Rev. Sci. Instrum. **60**(5), May p. 839 (1989)
- 35) M. Y. Schelev, Y. N. Serdyuchenko and G. O. Vaschenko, Proc. of the 22th ICHSPP, Santa Fe, SPIE, Vol. 2869, p154(1996)
- 36) H. Niu and W. Sibbett: Rev. Sci. Instrum. **52**(12), Dec. p. 1830 (1981)
- 37) Ralph Kalibjian: Journal of applied physics, Vol. 46, No. 11, Nov. p. 4875(1975)
- 38) 森住祥宏：電気通信学会誌, **50**, p. 664(1967)

## 第4章 空間方向特性

ストリーク管では、管の出力面上で掃引方向（時間軸方向略して時間方向と呼ぶ）に垂直な方向（空間軸方向略して空間方向と呼ぶ）の被計測光の位置情報特性は保存される。そこで図4-1に示すような空間方向情報を利用した計測が行われる。(a)は同時多チャンネル計測の例で、管の出力面上に得られるストリーク像の配列を示す。(b)は時間分解分光計測のデータ例である。これらは、実際の応用において非常に有益なものである。この場合、光電面における空間方向の有効長と空間解像度が、扱うことのできる空間方向情報容量を決める。まず、この空間方向の情報容量を増すために大口径ストリーク管を試作した<sup>1)</sup>。光電面における有効長を大きくするとともに、紫外線領域用のUVガラスやMgF<sub>2</sub>窓も簡単に適用出来る平面型光電面でも、周辺まで高解像度・低歪みにできる二つの集束電極からなる静電集束電子レンズを用いた管を考案し、試作した。その結果、光電面の有効長25mmにわたって、空間方向、時間方向ともに良好な特性を得ることができた。

一方、吸収時間分解分光計測やレーザー核融合等の計測では、多チャンネルの計測が可能というだけでなく、数10ps～数100psの時間分解能の領域で、光パルスの強度が増した時、時間分解能の劣化が少ないこと、すなわち高Dレンジが要求される。



(a) 同時多チャンネル計測

(b) 時間分解分光計測

S-1シンクロスキャンストリーク管によるレーザーダイオードのチャープピング現象の観測

図4-1 空間方向情報の利用

そこで、空間方向の情報容量が大きく、かつ高Dレンジな特性を併せ持つ、二つの電磁集束コイルからなる電磁集束レンズを用いた管を考案、試作した<sup>2)</sup>。その結果、光電面有効長 18mm にわたって空間方向、時間方向ともに良好な特性を有するとともに、高強度のパルス光に対しても時間分解能の劣化が極めて少ない特性を得ることができた。

また、先に試作した 2ps ストリーク管など特に静電集束型のストリーク管では、高速の掃引を行った時、空間方向に依存した時間歪みが生じる<sup>3)</sup>。この歪は、TVカメラで撮像したストリーク像の解析を困難にする。そこで、その改善を試み、この歪を除去することができた<sup>4,5)</sup>。

#### 4.1 大口径ストリーク管<sup>1)</sup>

より多くの空間方向の情報を扱えるようにするためのストリーク管の研究が行われてきたが<sup>6,7)</sup>、掃引時のダイナミックな空間解像度特性、歪特性等の空間方向に関する特性が十分解析され、かつ改善されたとはいいがたい。そこで、大容量の空間情報を可能とし、かつ良好な空間方向特性を有する大口径ストリーク管を試作するとともに、それについて空間方向に関する種々の特性を得ることを試みた。その結果、静特性として、光電面の有効長 25mm、出力面の掃引長 40mm の管で、その有効長・有効掃引長の全面にわたって、空間方向 18lp/mm、時間方向 12lp/mm の限界空間解像度、1%以内の空間歪、15%以内のシェーディングなど良好な特性を確認できた。さらに、実際に掃引を行った時のダイナミックな特性として、光電面上 20lp/mm の矩形波パターン入力時に空間方向で 12%以上の振幅変調を得た。時間分解能は 7.7ps で、他にダイナミックレンジ、クロストークなどの特性も取得した。

##### 4.1.1 設計

従来の管の空間方向の有効長 8mm 程度を 25mm と大きくする。この時、周辺の解像度の低下や空間歪を抑えるには、通常は凹面のオプティカルファイバプレート（以下 FOP と略す）が用いられる。しかし、今回は、紫外線領域用の UV ガラスや MgF<sub>2</sub> 窓にも簡単に適用出来る平面型の光電面を採用することにした。平面光電面でも周辺まで高解像度・低歪みとするため以下の工夫を行うことにした。

- ①焦点深度を深くしてフォーカルプレーンをフラットに近づけ、かつ周辺でのピンクッション歪を小さくするため、管長を長くする。
- ②周辺での球面収差を小さくするため、集束電極の径を大きくする。
- ③図 4-2 に示すように、光電面周辺の光電子ビームを主集束レンズの球面収差が大きくなる中心部を通るよう、メッシュ電極から出た後の電子ビームをプリフォーカスする。そのため、フォーカス電極を二つに分け、第 1 集束電極にプリフォーカスレンズの役割を持たせ、第 2 集束電極と陽極の間に主集束レンズを形成する。
- ④また、第 2 集束電極の電位を、第 1 集束電極より低くして、第 1 集束電極内面に形成される光電面からの偽信号が出力側に出て来ないようにする。(5.2.2 参照)

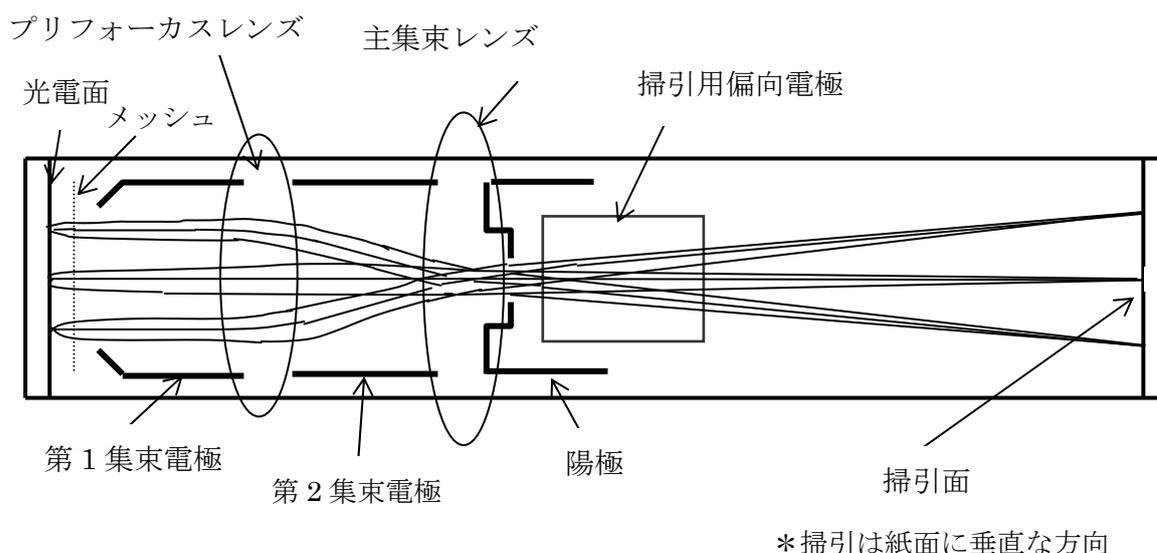


図 4-2 プリフォーカスレンズの作用

上記の設計方針に基づき電子軌道シミュレーションにより、電極の設計を行った。ここでは、特に集束電極の形状、電圧を周辺の解像度、空間歪が最小になるよう最適化した。

#### 4.1.2 試作管の構造と動作電圧

前節の設計に基づき管を試作した。図 4-3 は、試作管の外観を示す写真である。図 4-4 は管の構造と動作電圧を示す。管の外径は 80mm、全長は 360mm である。入力窓は FOP で多チャンネルのファイバーを接続できる。FOP の内面は、平面でその上に半透明の金属下地とマルチアルカリ光電面が蒸着されている。光電面の有効長は 25mm である。光電面－メッシュ電極間の距離は 3.5mm である。平面光電面でも周辺まで高解像度・低歪みの特性が得られるよう、メッシュ電極の後に、前節に述べた機能を分かち持つ二つの集束電極が設けられる。集束の微調整は、第 2 集束電極の電圧を調整して行われる。掃引用の偏向電極の後ろには、出力像の空間方向の位置を調整するために、偏向方向が掃引に垂直である位置調整用の偏向板が設けられ、さらに、その後ろには、光電子ビームのウォール電極からの反射電子が出力に達するのを防止するコーン電極が設けられている。MCP は内蔵されておらず、蛍光面は Al メタルバックされた P-20 が FOP の内面に付着されている。出力窓に FOP を用いたことにより、必要に応じて MCP 近接 I. I. をファイバー接続できる。蛍光面の有効径は、最大 32.5mm(空間方向)×40mm(時間方向)のフォーマットを可能にするために 52mm である。動作電圧は、光電面が -10kV、陽極 0V(グラウンド電位)、光電面－メッシュ電極間は 2.7kV である。また、第 2 集束電極の電位は、第 1 集束電極の電位より低く、第 1 集束電極内面に形成される光電面からの偽信号が出力側に出て来ないようにしている。

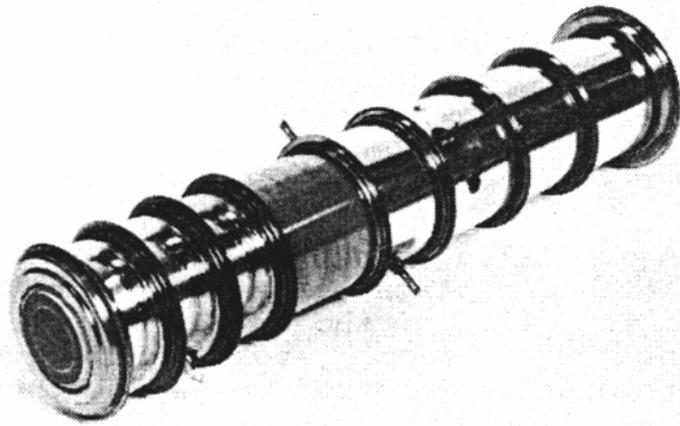


図 4-3 大口径ストリーク管の外観

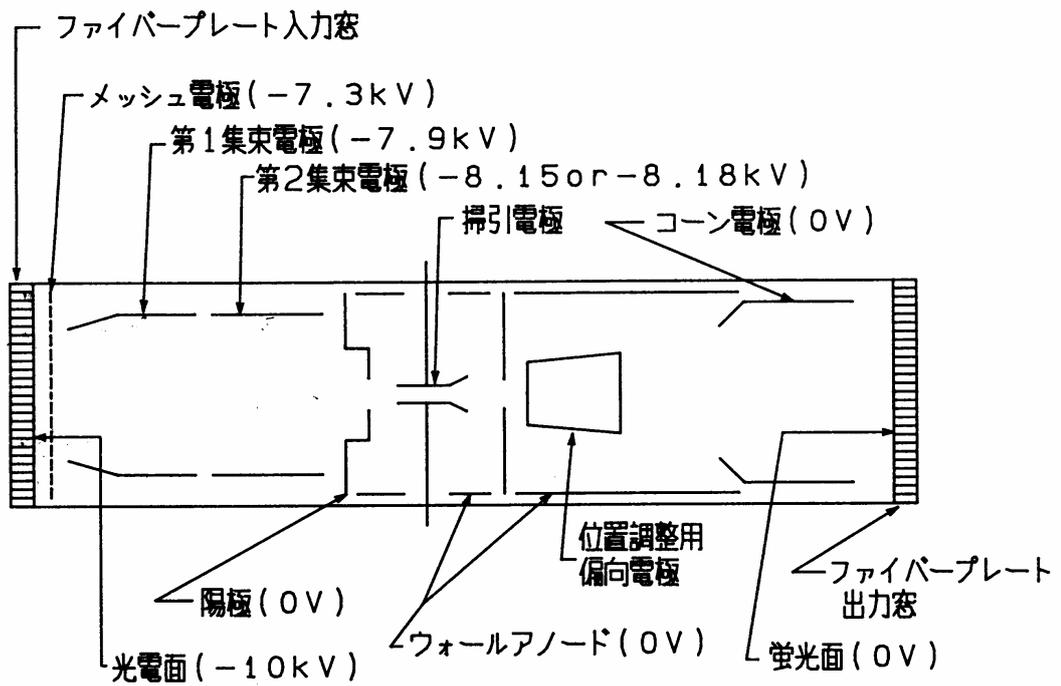


図 4-4 管の構造と動作電圧

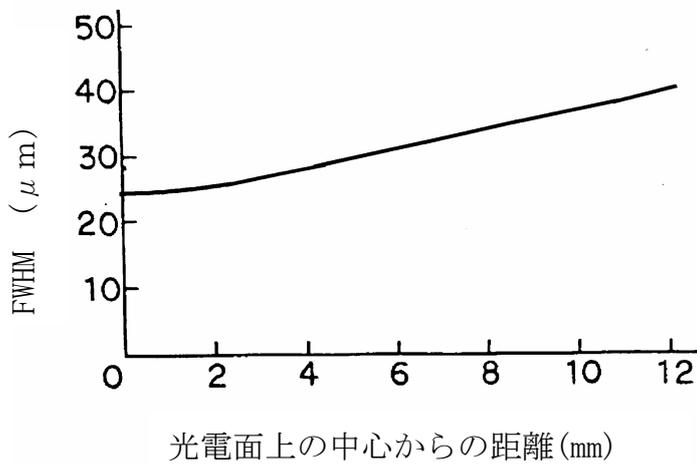
#### 4.1.3 静特性

ダイナミックな掃引無し状態で、種々の特性を評価した。S-20 光電面の感度は約  $180 \mu\text{A}/\text{lm}$ 、集束電子光学系の拡大率は約 1.3、掃引用偏向電極の偏向感度は、 $60\text{mm}/\text{kV}$ であった。

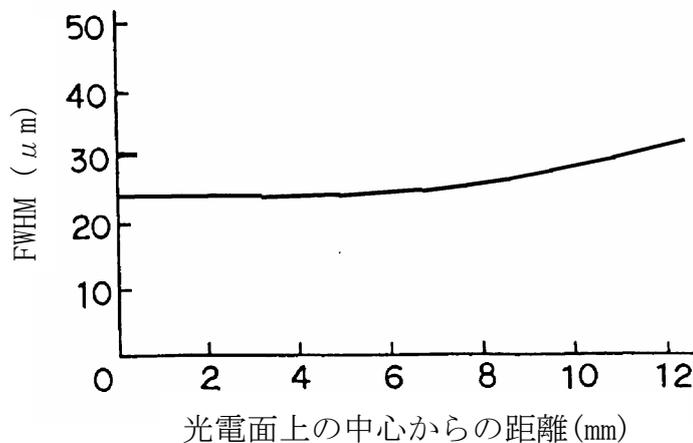
大口径ストリーク管として、特に重要となる空間解像度特性、空間歪特性、シェーディング特性等の静特性については、以下に詳しく述べる。

##### (1) 空間解像度特性

まず、偏向しない状態で、蛍光面上の空間方向と時間方向のラインスプレッドの半値幅を、 $0.5 \mu\text{m}$ の光波長において評価した。図 4-5 は、ラインスプレッドの半値幅の光電面上放出位置依存特性を示し、(a)、(b)は、それぞれ空間方向、時間方向の特性である。



(a) 空間方向



(b) 時間方向

図 4-5 ラインスプレッドの半値幅の光電面上放出位置依存特性

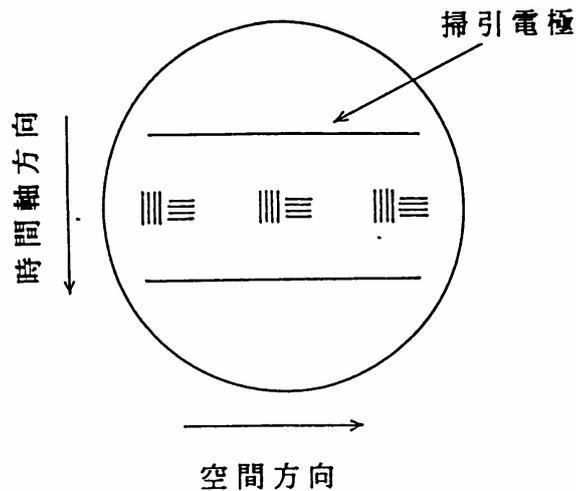


図 4-6 光電面上に結像したバーパターン

光電面中心がジャストフォーカスされた状態のもので、その時、第 2 集束電極の電圧は  $-8.18\text{kV}$  である。光電面中心で、その半値幅は約  $24\mu\text{m}$  で、その値は蛍光面の粒子サイズで制限されている。光電面の周辺（中心から  $12.5\text{mm}$ ）では、その半値幅は、空間方向で約  $39\mu\text{m}$ 、時間軸方向で約  $32\mu\text{m}$  まで増加する。これは平面光電面の光電子像の結像面（フォーカルプレーン）が凹面であるのに対して、平面蛍光面を採用しているためである。しかし、4.1.1 で述べたように、この広がり増加を集束電子光学系を工夫することにより、最小限に抑えている。

次に、光電子像を偏向し、 $0.5\mu\text{m}$  の光波長において限界解像度を評価した。図 4-6 に示すバーパターンを光電面上に結像し、掃引用の偏向電極にプッシュプルで静的偏向電圧を印加して出力像を偏向した。計測は、偏向に関しては、掃引長  $40\text{mm}$  の中心と、その両端、また、光電面上の位置に関しては、 $25\text{mm}$  有効長（蛍光面上では  $32.5\text{mm}$ ）の中心とその両端で行った。限界解像度は入力矩形波テストパターンに対応する出力の振幅変動度が 5% になる光電面上での空間周波数 ( $\text{lp/mm}$ ) で定義した。図 4-7 (a) は、出力像が偏向電圧  $0\text{V}$  の時、光電面中心がジャストフォーカスされる集束条件（第 2 集束電極の電圧： $-8.18\text{kV}$ ）で得られた限界解像度特性である。中心では空間方向、時間方向ともに  $41\text{lp/mm}$  程度の値が得られている。しかし、出力面上のコーナーで特に時間軸方向の解像度が低下している。これはフォーカルプレーンが凹面であることと偏向電場の端効果による。これを改善するために、ジャストフォーカス点を光電面中心から周辺に少し移動する妥協フォーカスを試みた。図 4-7 (b) は、第 2 集束電極に  $-8.15\text{kV}$  の妥協フォーカス電圧を印加した時の限界解像度特性で、中心における値は  $25\text{lp/mm}$  に落ちるが、有効面全体にわたって空間方向で  $18\text{lp/mm}$  以上、時間方向で  $12\text{lp/mm}$  以上の値が得られた。

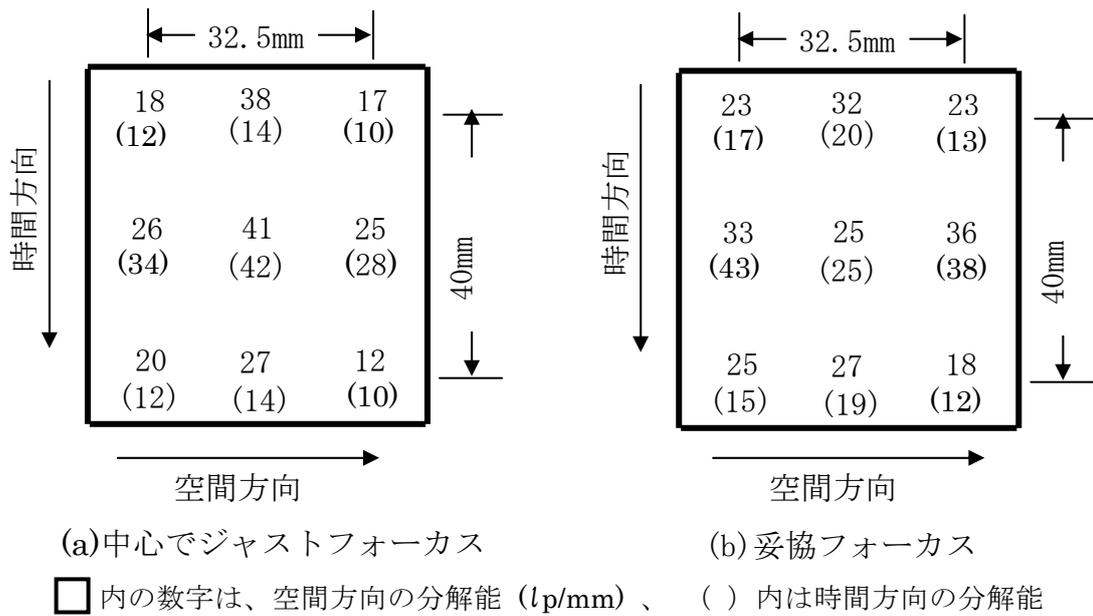


図 4-7 出力蛍光面上の各位置での限界空間分解能  
(光電面上の値で表示)

(2) 空間歪特性

例えば時間分解分光を行う場合、掃引された時に空間方向で空間歪がどの程度生じるかは重要な特性である。この特性を以下のように評価した。光電面上に空間方向に 25/19 mm 間隔で目盛の入ったパターンを結像する。この光電子像を出力面上で、掃引用の偏向電極にプッシュプルで静的偏向電圧を印加して、20 ステップ等間隔で偏向し、その出力像を図 4-8 に示すようにフィルム上に重ね撮りする。この像を用いて、理想的な位置からのズレを測定する。この時、空間歪 D (%) を次式により定義し、算出した。

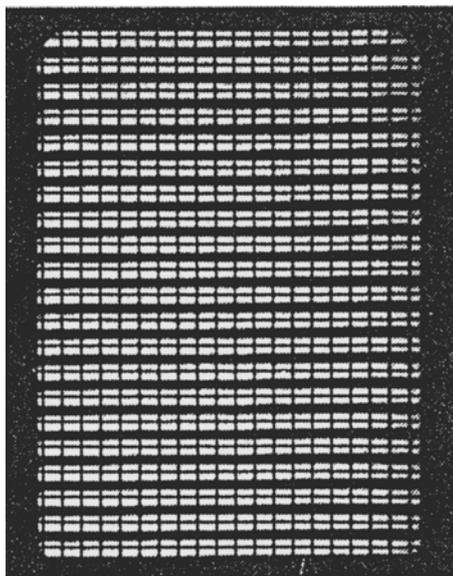


図 4-8 静的偏向時の蛍光面上の歪特性

$$D = (\max \Delta / L) \times 100 \quad (4-1)$$

ここでLは光電面の有効長 (=25mm)、 $\Delta$ は偏向された目盛の空間方向の理想位置からのズレ(光電面上での値に換算した値)である。Dは最大でも1%より小さく良好であることが確認できた。

### (3) シェーディング特性

有効出力面全体にわたって、均一な出力特性が望まれる。不均一が生じる原因は、光電面の空間方向の場所による感度ムラ、蛍光面の場所による発光効率のムラがあるが前者によるものがほとんどである。シェーディング特性を以下のように評価した。光電面に波長 $0.5\mu\text{m}$ で均一、一定の明るさの光スポットを蛍光面上で9mm径の出力像となるように入射する。掃引用の偏向電極にプッシュプルで静的偏向電圧を印加して、掃引長40mmにわたって等間隔で6ステップ偏向する。偏向の各ステップにおいて、光電面に入射している光スポットを光電面の25mmの有効長にわたって等間隔で5ステップ移動し、それぞれについて出力像の強度Iを測定する。これにより30個のデータが得られた。この時、シェーディングS(%)は次式により定義し、算出した。

$$S = \{ (I_{\max.} - I_{\min.}) / I_{\max.} \} \times 100 \quad (4-2)$$

Sは、15%の値が得られた。

### (4) ゲート特性

光入力があっても、光電面の電圧を+方向にバイアスすることにより出力をほとんど無くすることができる。これにより、掃引前後の待機状態で大きな光入力が存在する時生じるバックグラウンドノイズを減らすことができる。図4-4に示した動作電圧を印加して偏向無し状態で、Wランプで光電面を照射し、光電面電圧を変化して出力を光電子増倍管で測定した。図4-9は、得られた光入力時の出力光強度の光電面電圧依存性を示す。これから、光電面電圧をON時の $-10\text{kV}$ から $-8\text{kV}$ にすることにより、 $4 \times 10^5$ の消光比が得られることがわかる。これを動作に採り入れるには、 $2\text{kV}_{\text{pp}}$ のゲート電圧が必要である(5.2.5参照)。

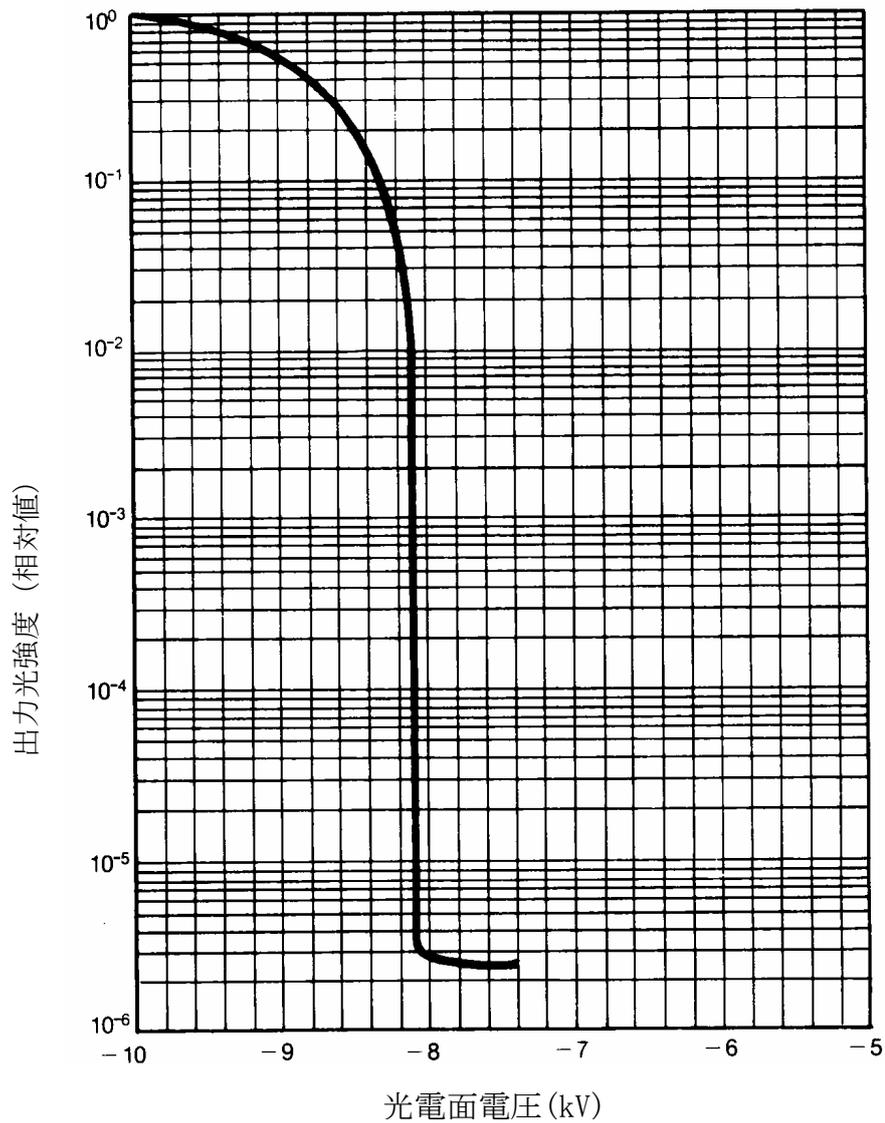


図 4-9 出力光強度の光電面電圧依存性

#### 4.1.4 動特性

レーザーパルスを用いて、ストリーク動作を行って動特性を評価した。この時、周辺でも良好な空間分解能を得るために、第2集束電極には、前節(1)で述べた8.15kVの妥協フォーカス電圧を印加した。図4-10は、掃引電圧波形を示す。また、全体のライトゲインを大きくするために、近接I.I.をファイバー結合した。以下に得られた動特性を述べる。

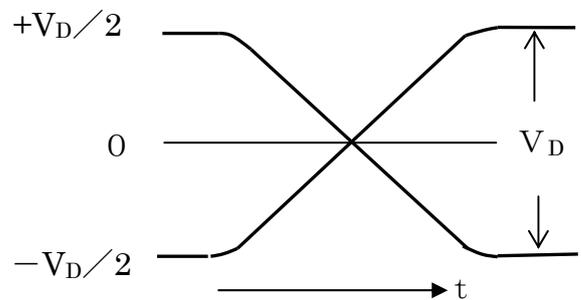


図 4-10 掃引電圧波形

### (1) 時間分解能

ストリーク速度を  $40\text{mm}/4.2\text{ns}$  となるよう調整した。波長  $600\text{nm}$ 、パルス幅  $4\text{ps}$ 、パルス間隔  $100\text{ps}$  のレーザーパルスが光電面上に、線幅約  $7\mu\text{m}$  の線状光として結像した。出力面上のストリーク像を SIT-TV カメラで撮像し、その映像信号をストリーク像解析装置で処理した<sup>8)</sup>。図 4-11 は、得られた入射光強度-時間のプロファイルを示す。記録されたストリーク像の半値幅は約  $8.7\text{ps}$  で、レーザーのパルス幅  $4\text{ps}$  をデコンボリューションすれば、時間分解能は約  $7.7\text{ps}$  となる。

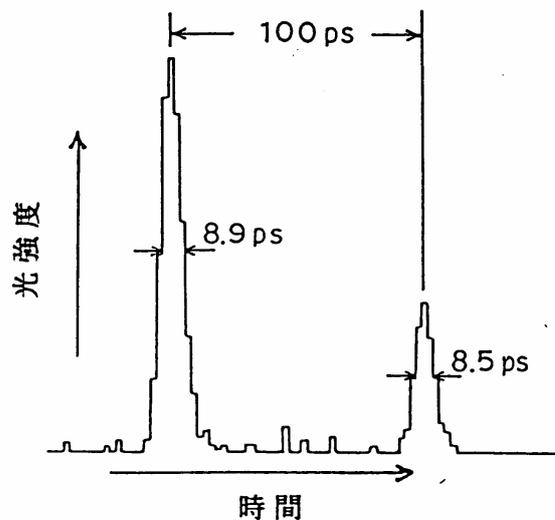


図 4-11 入射光強度-時間のプロファイル

### (2) ダイナミック空間分解能

掃引時の空間方向の分解能を以下のように評価した。テストパターンを、波長  $820\text{nm}$ 、パルス幅  $70\text{ps}$  の半導体レーザーで照射した。図 4-12 に示すように、光電面に白黒のバーパターンがバーと掃引方向が平行になるよう結像した。白黒バーの間隔は、光電面上で  $25/1000\text{mm}$  ( $1000\text{本}/25\text{mm}$ 、 $20\text{lp}/\text{mm}$ ) である。ストリーク速度は、 $40\text{mm}/50\text{ns}$  となるよう調整した。出力面上の中心とコーナーで上記矩形波パターンに対する振幅変調度が測定した。図 4-13 は、その結果を示す。出力面  $32.5\text{mm}$  (空間方向)  $\times$   $40\text{mm}$  (時間方向) の 8 割の範囲で、12%以上の振幅変調度が得られた。

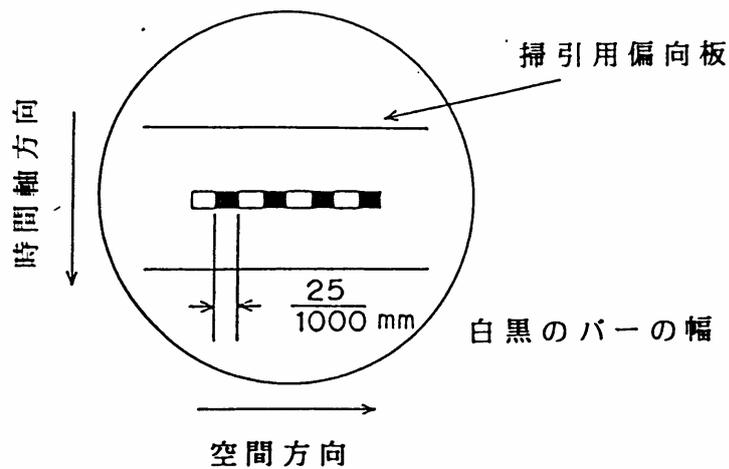


図 4-12 光電面上に結像したバーパターン

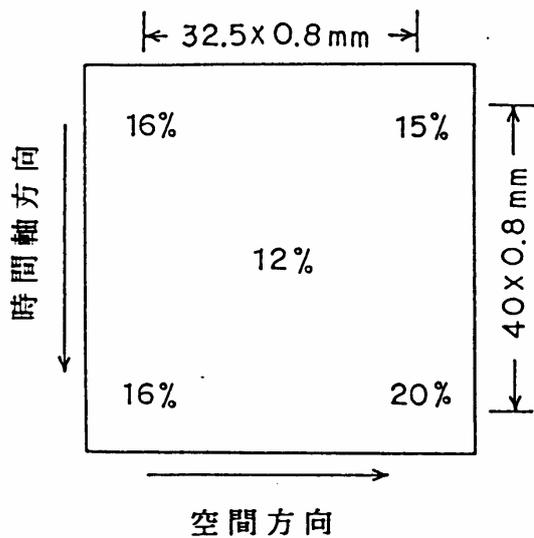


図 4-13 矩形波パターンのストリーク像の振幅変調度

### (3) クロストーク特性

同時多チャンネル計測や時間分解分光計測では、クロストークが小さいほど良い(5.3 参照)。これを評価できるように以下の測定を行った。他端が、光波長 780nm、CWモードのレーザーダイオードに結合されているコア径  $50\mu\text{m}$  の光ファイバーの端を 1:1 の光学系を用いて光電面に結像する。光電面上のその光スポットからの光電子ビームを  $40\text{mm}/\mu\text{s}$  のストリーク速度で出力面上で掃引する。出力面上に得られたストリーク像を SIT-TV カメラで撮像し、映像信号を処理して掃引に垂直な方向の輝度分布を求めた。図 4-14 は、その分布を示す。出力面上でピーク出力から  $500\mu\text{m}$  離れれば、出力は 1%以下になることがわかった。

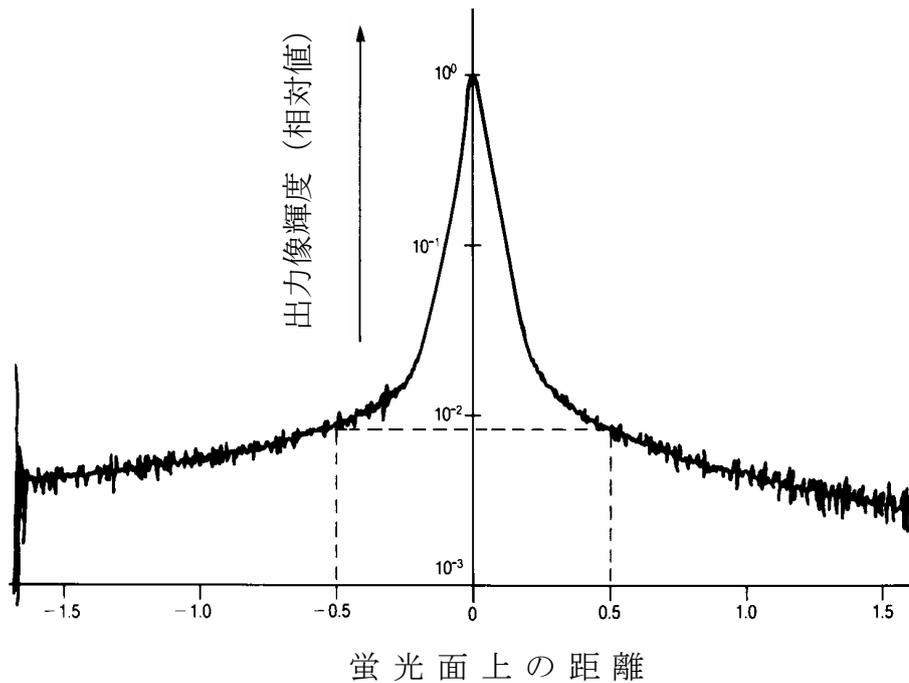


図 4-14 クロストーク特性を示す蛍光面上の輝度分布

(4) 光強度依存時間広がり特性

光強度依存時間広がり特性を、(2)で述べた半導体レーザーを用い、ストリーク速度 40mm/50ns の条件で評価した。径約 2mm のファイバーから出射したパルス光を、光学スリットと 1:1 のリレーレンズにより、光電面上に  $30\mu\text{m}$  (時間方向)  $\times$  2mm (空間方向) の線状光として結像した。図 4-15 は、得られた特性を示す。これより、時間分解能が 1.2 倍に広がる光強度と最小検出光強度の比で定義される Dレンジ (3.4、図 3-55 参照) を求めると、約 230 となる。

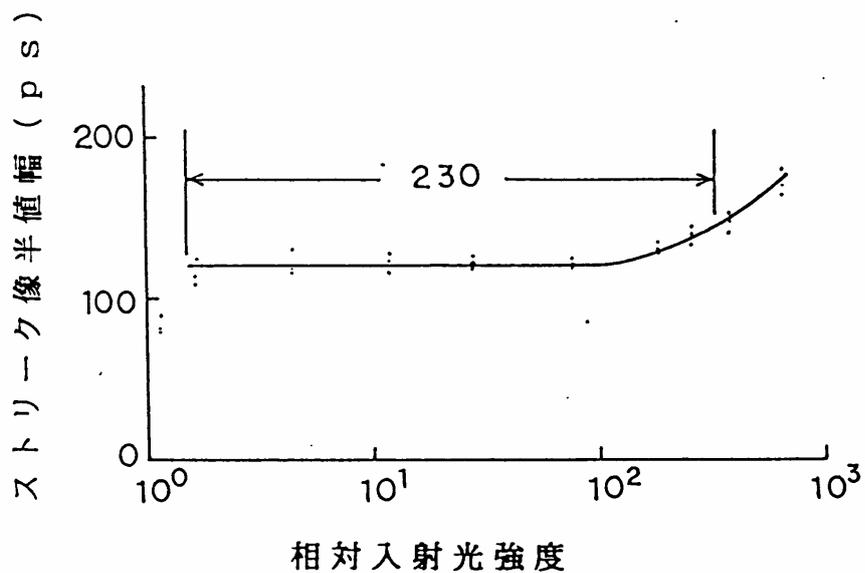


図 4-15 光強度依存時間広がり特性

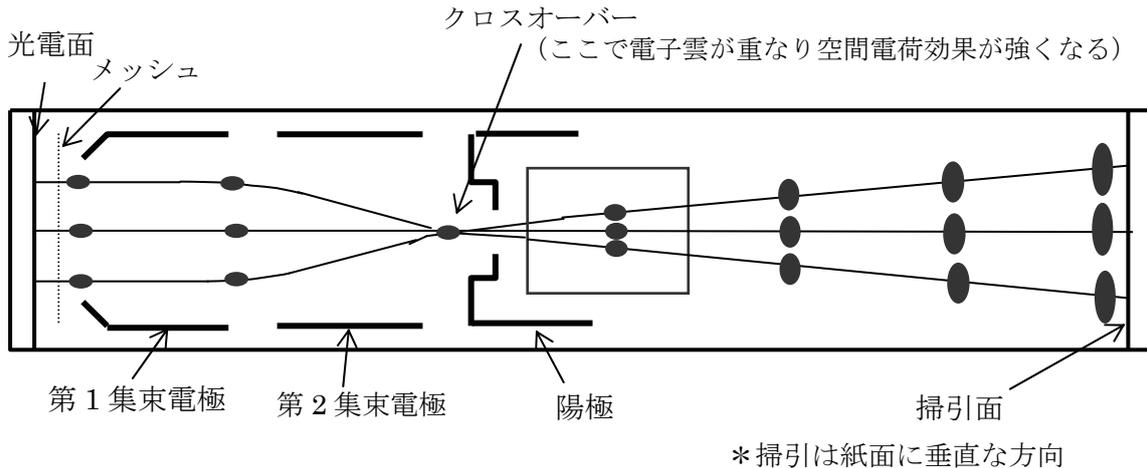


図 4-16 大口径ストリーク管の空間電荷効果による電子雲の広がりの様子

次に、この光強度依存時間広がりの原因の究明を行った。まず、フォーカスモード（掃引しない状態）で時間方向の空間広がり（図 4-15 は、この広がり（ストリーク速度で割って時間広がり）に変換して得たもの）とほとんど変わらなかった。これから、大口径ストリーク管で生じる時間広がり（光電面から放出された電子雲が管軸に垂直な方向に広がるため生じている）とほとんど変わらなかった。これは、3.4.2 に述べた 500fs ストリーク管の光強度依存時間広がり（ほとんど電子雲の管軸に平行な方向の広がりにより生じるのと大きく異なる。また、上記フォーカスモードにおける時間方向の空間広がり（光強度依存性を種々の条件で得た。その結果、以下のことがわかった。加速電圧を上げるとその広がり（光強度に対する増加率はある程度小さくなる。一方、光電面-メッシュ電極間の電圧を低くする、第1集束電極の電位をあげる、光学スリットの空間方向の長さを短くするなどはその広がり（増加率をかなり小さくした。

大口径ストリーク管の光強度依存時間広がり（図 4-16 に示すように空間電荷効果により生じ、特にその効果は、光電面有効長の各点から放出される光電子ビームのクロスオーバー位置付近（陽極のアパーチャー付近）で大きく作用すると仮定すれば、上記の実験結果は以下のようにうまく説明できこの仮定は正しいと考えられる。（図 3-65 参照）

- ① 数 10～数 100ps の限界時間分解能の領域での計測では、数 100fs～サブ ps の限界時間分解能の計測に比較して、光電子が管軸方向でそれほど密でない（光電子のクーロン反発作用は、管軸に平行な方向には、ほぼ無視できる）。
- ② 加速電圧を上げれば、空間電荷効果はそれなりに小さくなる。
- ③ 光電面-メッシュ電極間の電圧を低くする、第1集束電極の電位をあげる等は、クロスオーバーを出力掃引面の方向に近づけるので、クロスオーバーでクーロン反発作用を受けてから掃引面に到達するまでの時間が小さくなる。そのため、時間方向の空間広がり（増加率は小さくなる）。

- ④ 光学スリットの空間方向の長さを短くすれば、光電面における線状光の空間方向の長さが小さくなり、クロスオーバーに集中する光電子数が減るので空間電荷効果は小さくなる。

#### 4.2 高空間分解能・高ダイナミックレンジストリーク管<sup>2)</sup>

4.1. に述べた大口径ストリーク管は、光電面の有効長は 25mm と大きくその空間方向分解能も高いが、光強度依存時間広がりのためダイナミック (D) レンジは約 230 にとどまり、単発掃引でのデータ取得が望まれるレーザー核融合や吸収時間分解分光等の計測には、その値は不足である。空間方向分解能を高く保つと同時に、光強度依存時間広がりを抑える対策として、二つの電磁集束コイルからなる電磁集束レンズを用いた管を考案、試作した。その結果、光電面有効長 18mm にわたって空間方向、時間方向ともに良好な特性を有するとともに、100ps の時間分解能で  $10^5$  という極めて高い D レンジを達成することができた。

##### 4.2.1 光強度依存時間広がり対策と設計

4.1.4(4) に述べたように、大口径ストリーク管の光強度依存時間広がり、光電面有効長の各点から放出される光電子ビームのクロスオーバーで生じる空間電荷効果によると考えられる。そこで、光電面の有効長にわたって良好な空間解像度特性を持つと同時に、空間電荷効果による時間広がり増加を抑えられる対策を以下のように考案した。

- ① 電磁集束型を採用することにより、3.3.2 や 3.3.3 で述べたフェムト秒ストリーク管と同様に、光電子をメッシュ電極で最終加速電圧まで一気に加速する。静電型における低速の集束電子レンズ部がないので、走行時間が小さくでき空間電荷効果が緩和される。
- ② 静電型の大口径ストリーク管と同様に、電磁集束コイルを二つとし、第 1 集束コイルにはプリフォーカスレンズ、第 2 集束コイルには主集束レンズの役割を持たせる。これにより光電面の周辺から放出された光電子もレンズ特性の良い主集束レンズの中心に近い所を通るようにして、良好な周辺空間解像度が得られるようにする。
- ③ 集束コイル配置を工夫して、静電集束型のような図 4-2、図 4-16 に示した主軌道がクロスオーバーの 1 点に集まるレンズとならないようにする。それによりクロスオーバーで生じる空間電荷効果を緩和できる。
- ④ 全長を大口径の 360mm より小さくする。これにより走行時間が小さくなり空間電荷効果が緩和される。
- ⑤ 大きな光電面有効長でも蛍光面の有効径を大きくしないで済むように、結像電子光学系の拡大率を 1 程度にする。
- ⑥ 掃引用の偏向電極を軟鉄の枠に収めた第 2 集束コイルの後に置き、偏向動作が集束磁界の影響をほとんど受けないようにする。これにより偏向動作により空間歪が生じないようにできる。

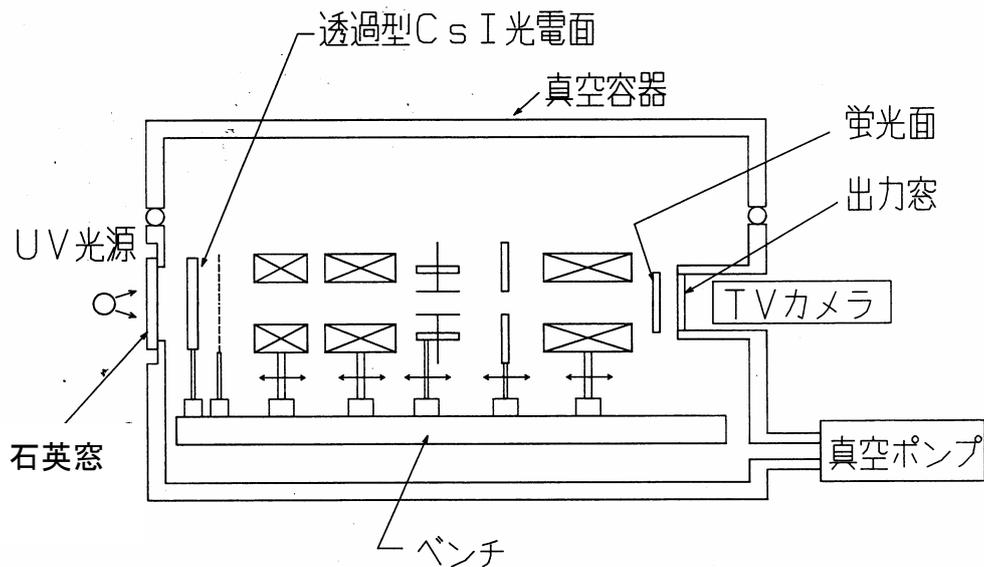


図 4-17 デマウンタブル真空装置を用いた電子光学系の動作実験

大まかな設計を行うため図 4-17 に示すように、デマウンタブル真空装置を用いて電子光学系の動作実験を行った。金薄膜からなる透過型光電面基板、メッシュ加速電極、二つの集束コイル、偏向電極、蛍光面を付着したガラス基板を順に装置内に並べて、光電面を紫外線ランプで照射し、光電子を発生させ、蛍光面上の像を真空装置の窓を通して TV カメラで撮像した。その結果、時間的な特性は別として①～⑤がほぼ可能な配置を求めることができた。また、小型の蛍光面を管軸に沿って移動させて光電子ビームの管軸上の各位置での断面形状を取得した結果、光電面の空間方向の各位置から放出された光電子の主軌道が図 4-18 に示すようになり、静電集束型におけるようなクロスオーバーの 1 点で交差することはないことがわかった。(図 4-2、図 4-16 参照)

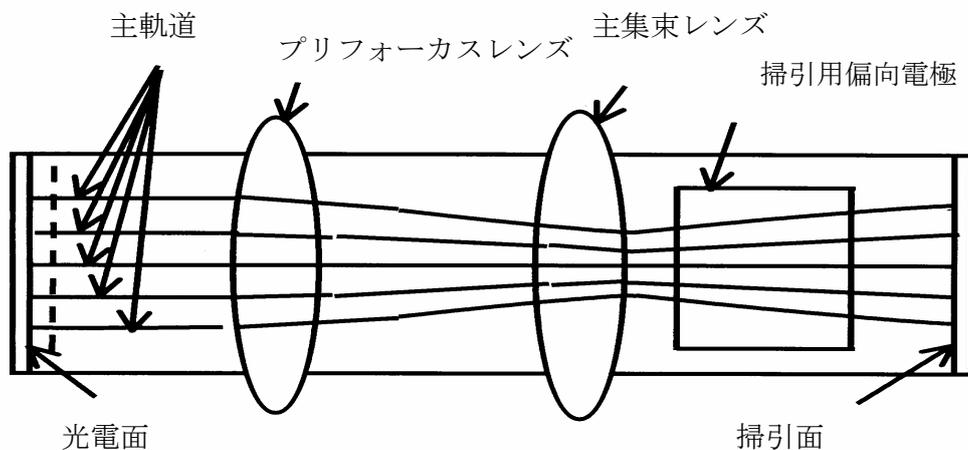


図 4-18 光電面の空間方向の各位置から放出された光電子の主軌道

#### 4.2.2 試作管の構造と動作条件

前節のデマウントブル真空装置の実験に基づき管を試作した。図4-19は、管の構造と集束コイルの配置を示す。管の外径は66mm(ポッティング後)、全長は268mmである。内面が平面の入力窓にマルチアルカリ光電面が蒸着されており、その有効長は最大で20mmである。光電面-メッシュ電極間の距離は5mmである。メッシュ電極と、偏向電極の間には第1、第2集束コイルが配置されている。MCPは内蔵されておらず、蛍光面はAlメタルバックされたP-43がFOPの内面に付着されている。蛍光面の有効径は25mmである。光電面には-10kV、メッシュ電極には0V(グラウンド電位)が印加される。

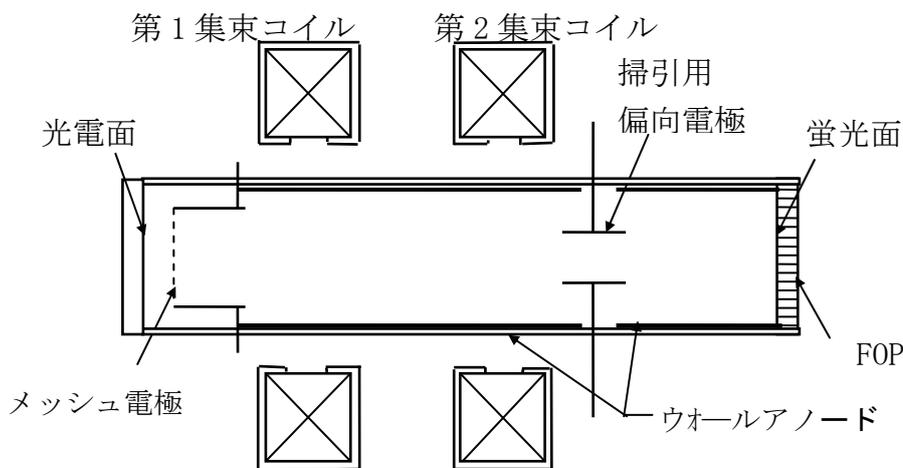


図4-19 高空間分解能・高D-レンジストリーク管  
の構造と集束コイルの配置

#### 4.2.3 静特性

集束電子光学系の拡大率は約1である。掃引用偏向電極の偏向感度は、14mm/kVと低い。これは、拡大率約1を得るために、主レンズを形成する第2集束コイルの位置が出力蛍光面の方に近付き、掃引用偏向電極はその後ろに設けられるのでさらに蛍光面に近くなったためである。以下に空間解像度特性、空間歪特性について述べる。

##### (1) 空間解像度特性

光電子像を偏向し、 $0.5\mu\text{m}$ の光波長において限界解像度を評価した。バーパターンを光電面上に結像し、掃引用の偏向電極にプッシュプルで静的偏向電圧を印加して出力像を偏向した。計測は、光電面上の位置に関しては、空間方向の幅17.6mmの中心とその両端で、また、偏向に関しては、掃引長17.6mmの中心と、その両端で行った。第2集束コイルにより出力面上の中心で、ジャストフォーカスとなるよう調整した。図4-20は、その結果を示す。17.6mm角の出力面にわたって、空間方向、時間方向ともに20lp/mm以上、中心で40lp/mm以上という良好な限界解像度が得られた。

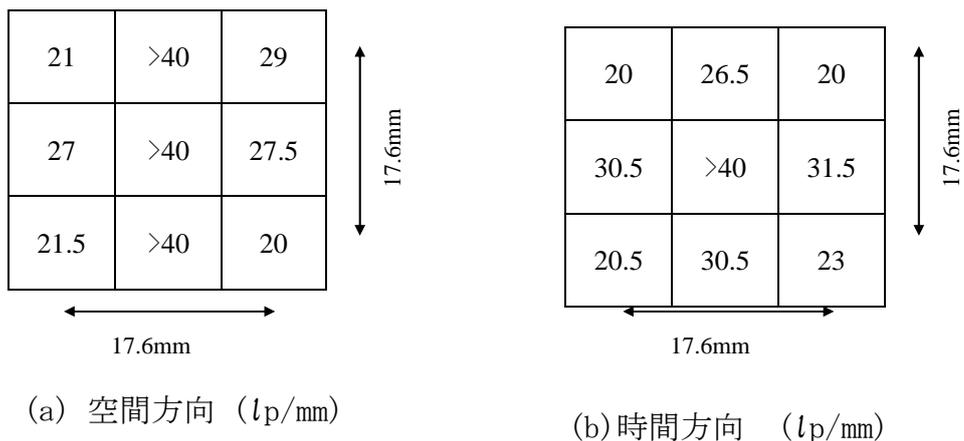


図 4-20 出力蛍光面上の各位置での限界空間分解能

## (2) 空間歪特性

光電面上に空間方向に 0.5 mm 間隔で目盛の入ったパターンを結像した。この光電子像を出力面上で、掃引用の偏向電極にプッシュプルで静的偏向電圧を印加して、ステップ状に偏向し、その出力像を図 4-21 に示すようにフィルム上に重ね撮りした。この像を用いて、空間方向の空間歪 D (%) を(4-1)式を用いて算出した。また、電磁集束型では偏向した時、磁界により発生する S 字歪により、時間方向でも掃引歪が生じる。これに関しても同様に測定評価した。その結果、D は、出力面上の 17mm 角にわたって、空間方向で最大 1%、時間方向で最大 0.5% と良好な値が得られた。

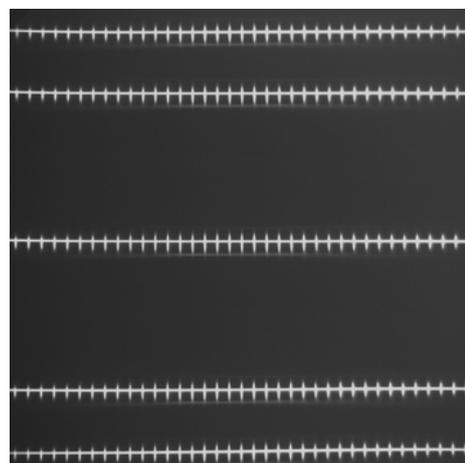


図 4-21 静的偏向時の蛍光面上の歪特性

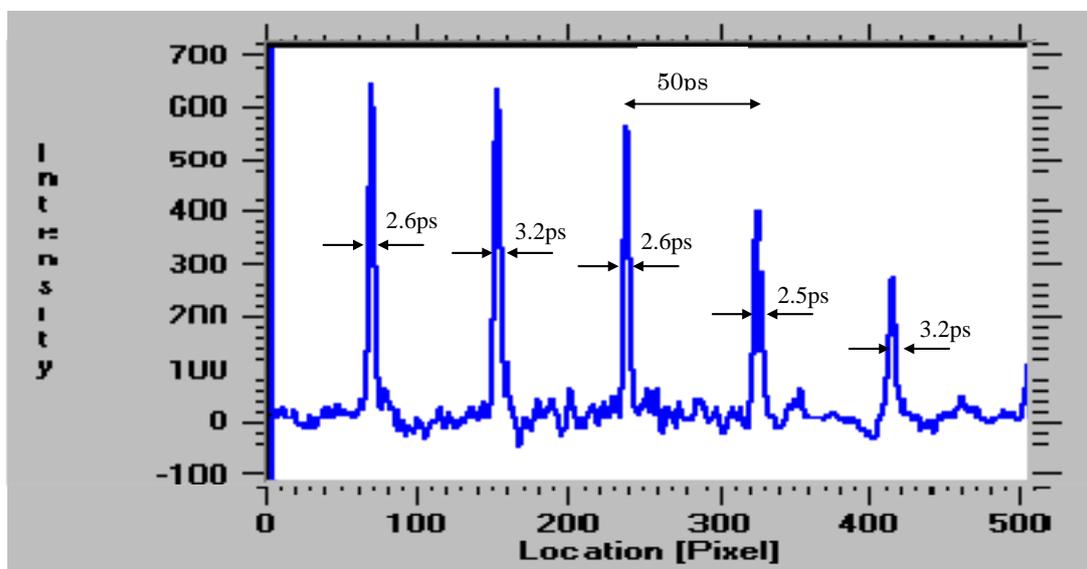
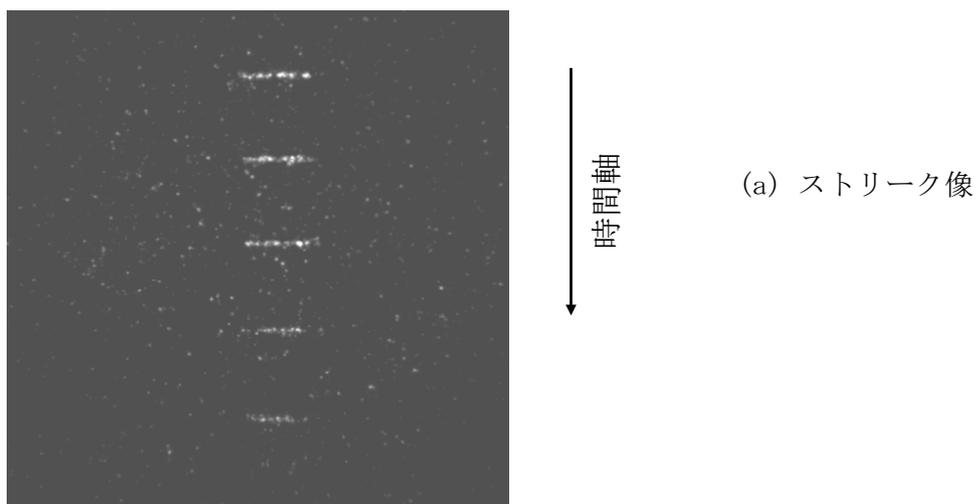
## 4.2.4 動特性

レーザーパルスを用いて、ストリーク動作を行って動特性を評価した<sup>9)</sup>。

### (1) 限界時間分解能

波長 800nm、パルス幅 300fs の Ti-サファイヤレーザーを用いて限界時間分解能を評価した。

光学系により 50ps 間隔のレーザーパルスが光電面に入射された。図 4-22 は、得られたストリーク像と入射光強度-時間のプロファイルを示す。これより 4ps 以内の限界時間分解能が確認できた。



(b) 入射光強度－時間のプロファイル

図 4-22 得られたストリーク像と入射光－時間のプロファイル

## (2) 光強度依存時間広がり特性

光強度依存時間広がり特性を、パルス幅 30ps の YAG レーザーを用いて評価した。光波長は、SHG を利用して 530nm である。その光を、ピンホールを用いて光電面上に 100  $\mu\text{m}$  径になるように結像した。この時、時間分解能は約 100ps が得られた。図 4-23 は、得られた特性を示す。これより、Dレンジを求めると、約  $10^5$  となり、極めて高い値が得られた。

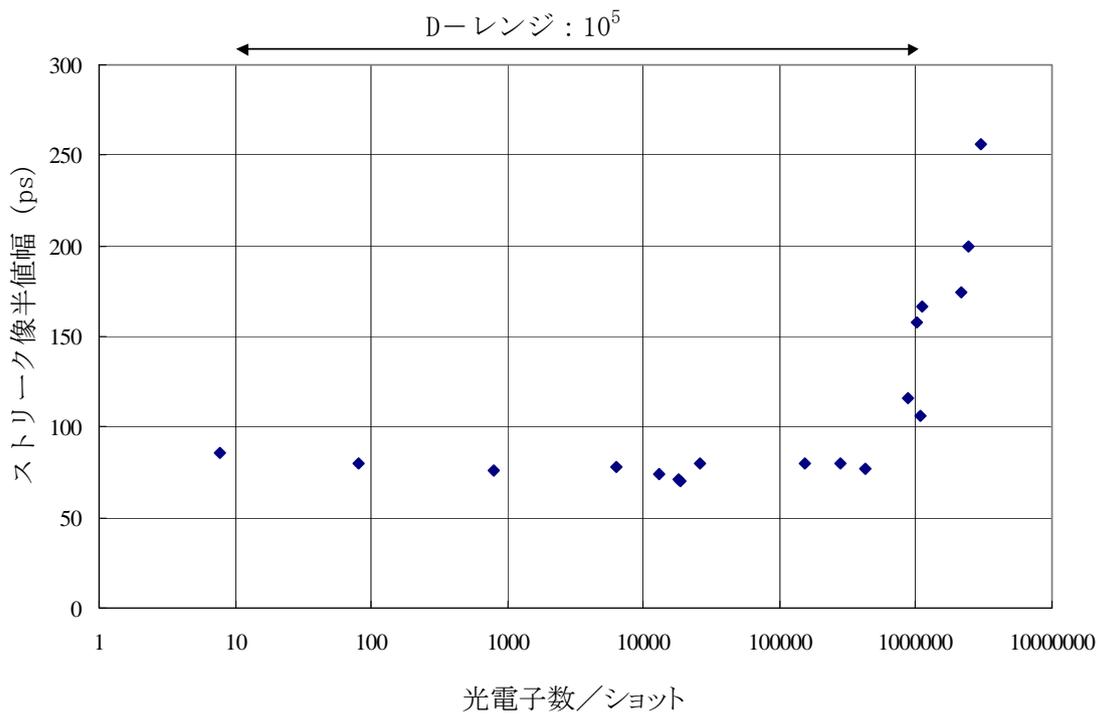


図 4-23 光強度依存時間広がり特性

#### 4.3 空間方向依存時間歪の改善<sup>4,5)</sup>

先に試作した 2ps ストリーク管など特に静電集束型のストリーク管では、高速の掃引を行った時、空間方向に依存した時間歪みが生じる<sup>3)</sup>。この歪を、光電面を凹面にしてその曲率を最適化して、光電上の有効長の各点から放出される光電子の光電面から偏向電極までの走行時間差を小さくすることにより改善できた。

##### 4.3.1 歪対策と設計

図4-24は、2ps ストリーク管に数psの短いパルス幅の光パルス列を線状に入射して、 $5 \times 10^7$  m/s のストリーク速度で掃引した時、得られたストリーク像を示す。線方向で

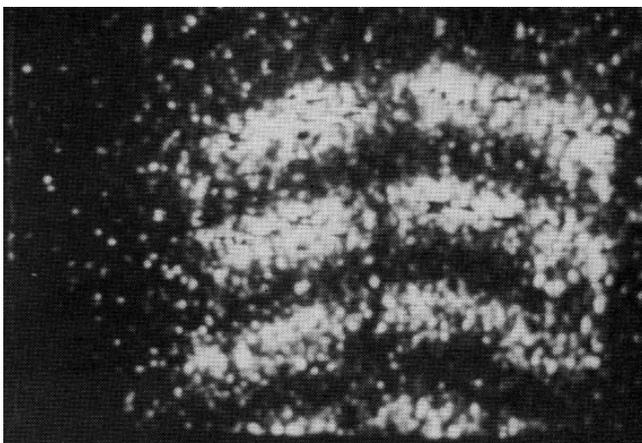


図 4-24 ストリーク像の曲がり

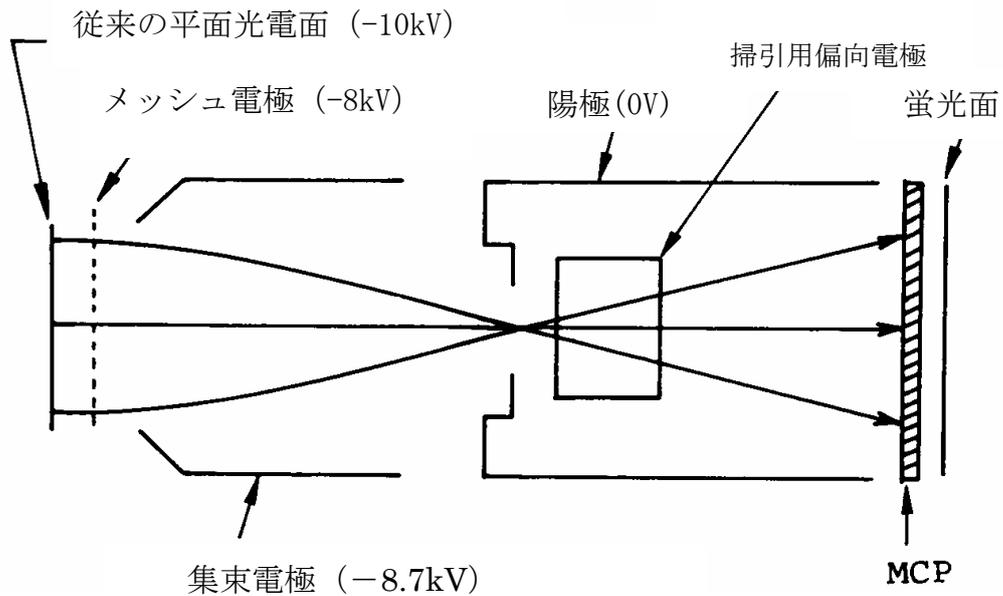


図 4-25 従来のストリーク管の構造と電子軌道

\* 掃引は紙面に垂直な方向

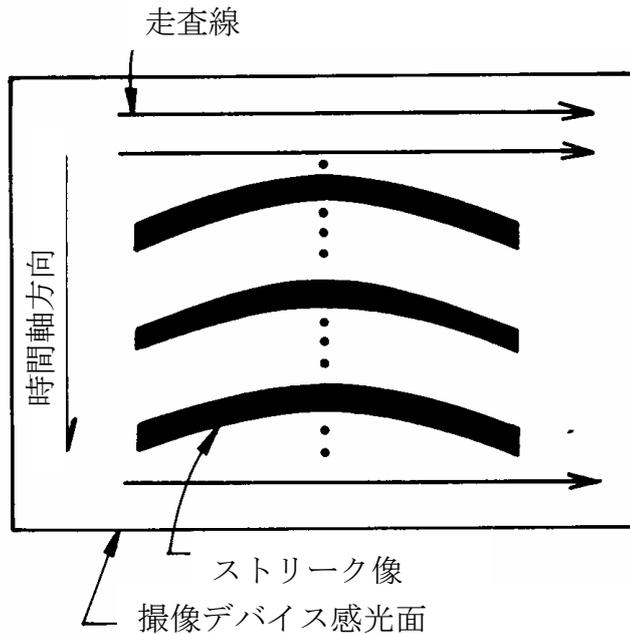


図 4-26 撮像デバイス感光面上のストリーク像の配置

同一の時刻に光パルスは入射しているにもかかわらず、像に曲がりが生じている。これは、光電面上では、同時に光電子が放出されても、光電面のより周辺で放出されたものほど、図 4-25 に示すように、掃引を行う偏向電極までの走行距離が大きくなり、かつ、集束電極の低電位の影響も受けて、光電面—偏向電極間の走行時間が大きくなり、蛍光面上の時間方向で、遅れた位置に出力像が得られるためである。このようなストリーク像が、TV カメラで読み出される時は、通常図 4-26 に示すように、時間方向が走査線に

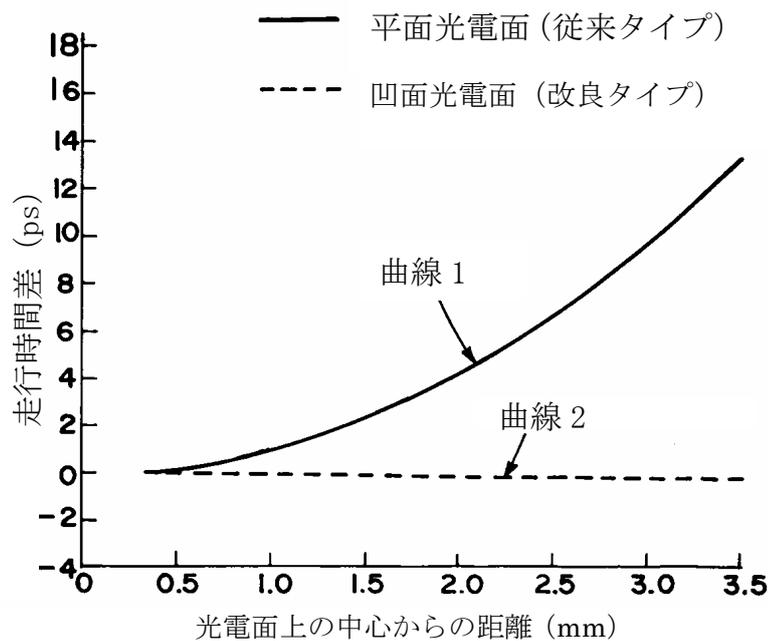


図 4-27 放出位置によって生じる光電子の走行時間差

垂直となるよう撮像デバイスの検出面に結像される。この時、時間分解能が 10ps 以下の低速掃引時には、ストリーク像の曲がりがないので、1 本の走査線上のストリーク像は、全て同一時刻に入射した光によるものとみなして良い。このため、例えば、光電面の空間方向に分光スペクトルを並べて、時間分解分光測光を行う時、同一時刻の分光スペクトルの強度情報は、同一の走査線上に並ぶので映像信号の処理を行い易い。しかし、高速掃引時にはストリーク像に曲がりが生じ、しかもその曲がりの状態が、ストリーク速度に依存するので、これらの信号処理が困難となる。

図 4-27 は、光電面上の光電子の放出位置が異なることによって生じる光電子の偏向電極入力面までの走行時間差を、光電面の中心から放出されたものを基準に示す。図中の曲線 1 は、従来の平面光電面のもので、有効径の端では、中心より約 12ps 走行時間が大きくなる。この走行時間差を図 4-28 に示すように、光電面を曲面にして、補正することを考えた。この場合、光電面—メッシュ電極間の光電子の走行時間は、より周辺で放出されたものほど小さくなり、一方、メッシュ電極と偏向電極の間では、前述のように、この逆の関係となっている。従って、光電面の曲率を調整することにより、全体の走行時間を光電面の各位置で均一化できると思われる。実際に電子軌道シミュレーションをしたところ、光電面の曲面を単純な凹面の球面にしても、その曲率および集束電極と陽極の形状や配置を選べば、良好なフォーカルプレーンと小さな静的空間歪を保った状態で、均一な走行時間特性が得られることがわかった。

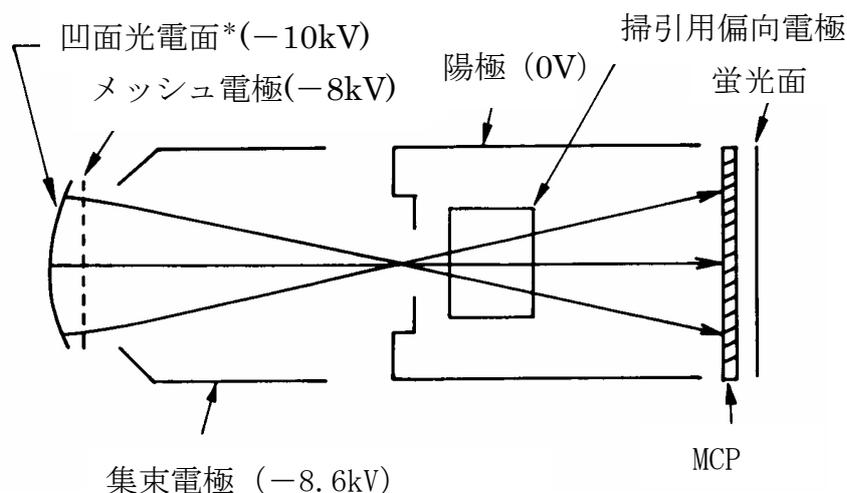


図 4-28 凹面光電面を持つストリーク管の構造と電子軌道  
 (\*凹面は強調されている。)

表 4-1 管の諸寸法

凹面光電面の曲率半径	60 mm	
光電面の有効径	7mm	
光電面－メッシュ電極間 の間隔	中心	1mm
	端*	0.9 mm
全長	210 mm	
光電面と偏向電極入力面の距離	64mm	

\* 中心から 3.5mm

図 4-28 と表 4-1 に、その得られた動作電圧と電極寸法の設計値を示す。光電面－メッシュ電極間の間隔を、有効径の端でわずかに、0.1mm 中心より小さくして、走行時間の補正ができ、その結果を図 4-27 の曲線 2 に示す。計算結果からは、空間方向の有効長 7mm にわたって、光電子の走行時間差は、0.2ps 以内に改善された。一方、その有効長にわたって時間分解能が 2ps 以内に保たれることも確認した。また、凹面光電面を適用したことによって、イメージ管としての特性であるフォーカルプレーン特性や静的空間歪特性、入力光学系の焦点面等についても問題が生じないこともシミュレーションにより確認した。

#### 4.3.2 実験結果

前節の設計に基づき、管を試作し、特性を評価した。内面が凹面の UV ガラス窓に、マルチアルカリ光電面を蒸着してあり、出力部には MCP が内蔵されている。静特性は以下のものであった。電子光学系の拡大率は、約 2.2 である。静的な限界空間解像度は、波長  $0.53\mu\text{m}$  の入射光で有効長 7mm にわたって、空間方向、時間軸方向ともに 20lp/mm 以上（蛍光面上）の値が得られた。掃引用偏向電極の偏向感度は 25mm/kV で、静的空間歪は 1%以内である。

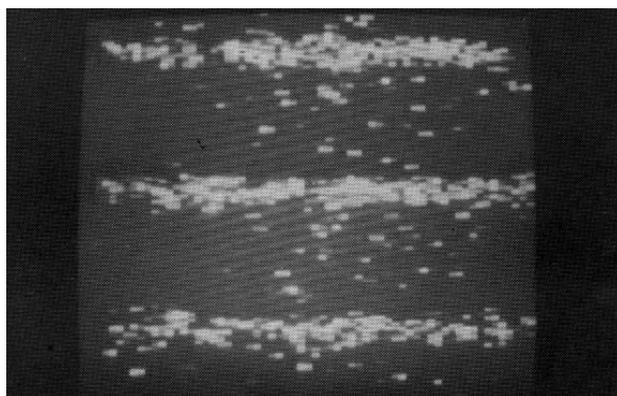


図 4-29 曲がりのないストリーク像

ストリーク像の曲がりが改善されたかどうかを確認するために、ピコ秒レーザーパルスを用いて、高速掃引の実験を行った。図 4-29 は、 $7.2 \times 10^7 \text{m/s}$  のストリーク速度で得られたストリーク像である。計算から予想されたような曲がりのないストリーク像が得られた。また、この時、2ps の時間分解能が得られた。

#### 参考文献

- 1) K. Kinoshita, M. Ito, Y. Inagaki, T. Nakamura, T. Takeshita, K. Oba : Proc. SPIE, Vol. 569, High Speed Photography, Videography, and Photonics III, p. 173 (1985)
- 2) Y. Inagaki, T. Takeshita, K. Kinoshita: Proc. of the 24<sup>th</sup> ICHSPP, Sendai, Japan, SPIE, Vol. 4183, p. 249 (2000)
- 3) D. J. Bradley, : Proc. of the 13<sup>th</sup> ICHSPP, Tokyo, Japan, SPIE, Vol. 189, p. 130 (1978)
- 4) K. Kinoshita, N. Hirai, Y. Tsuchiya: Proc. of the 15<sup>th</sup> ICHSPP, San Diego, U. S. A., SPIE, Vol. 348, p. 222 (1982)
- 5) 木下勝之、平井伸幸、土屋裕 : テレビ全大, 2-2, p. 23 (1983)
- 6) B. Boutry, C. Cavailler, N. Fleurot: Proc. of the 15<sup>th</sup> ICHSPP, San Diego, U. S. A., SPIE, Vol. 348, p. 766 (1982)
- 7) C. K. Hinrichs : Proc. of the 16<sup>th</sup> ICHSPP, Strasbourg, France, SPIE, Vol. 491, p. 36 (1984)

- 8) E. Inuzuka, Y. Tsuchiya, and K. Kamiya : Proc. of the 13<sup>th</sup> ICHSPP, Tokyo, Japan, SPIE, Vol. 189, p. 586 (1978)
- 9) T. Takeshita, K. Suzuki, K. Kinoshita, Y. Inagaki : Proc. of the 24<sup>th</sup> ICHSPP, Sendai, Japan, SPIE, Vol. 4183, p. 255 (2000)

## 第5章 ストリーク管の雑音特性

光計測デバイスとしてのストリーク管では、その計測精度を支配する管の雑音特性は重要である。本研究では、まず、ストリーク管で被計測光の光電変換、電子増倍、電光変換が行われる際生じるランダム雑音について解析した<sup>1-3)</sup>。そのため、MCP内蔵型ストリーク管とイメージインテンシファイヤー (I. I.) 結合型ストリーク管の雑音指数を理論および実験から求め、管の構成方式やその各要素との関連を明らかにした。さらに、両方式について比較し、雑音指数が I. I. ファイバー結合型ストリーク管、MCP内蔵型ストリーク管、I. I. レンズ結合型ストリーク管の順に良いことや、雑音指数の改善の方向を示すことができた。

次に、ストリーク管で特有に発生する高電圧、高電界、高周波電界等により生じるバックグラウンドノイズ (B.G.) の原因究明とその低減を行った。高電圧、高電界により生じる B.G. の低減は、フェムト秒ストリーク管の試作を成功させた。また、掃引用高周波電圧により発生する B.G. がマルチパクタリング放電によるものであることを明らかにして、それを除去できた<sup>4-6)</sup>ことは、シンクロスキャンストリーク管の試作を成功に導いた。他にも光電面からの暗電流や迷光による電子放出、電極からの二次電子放出、反射電子、光電面透過光等により生じる B.G. も低減できた。

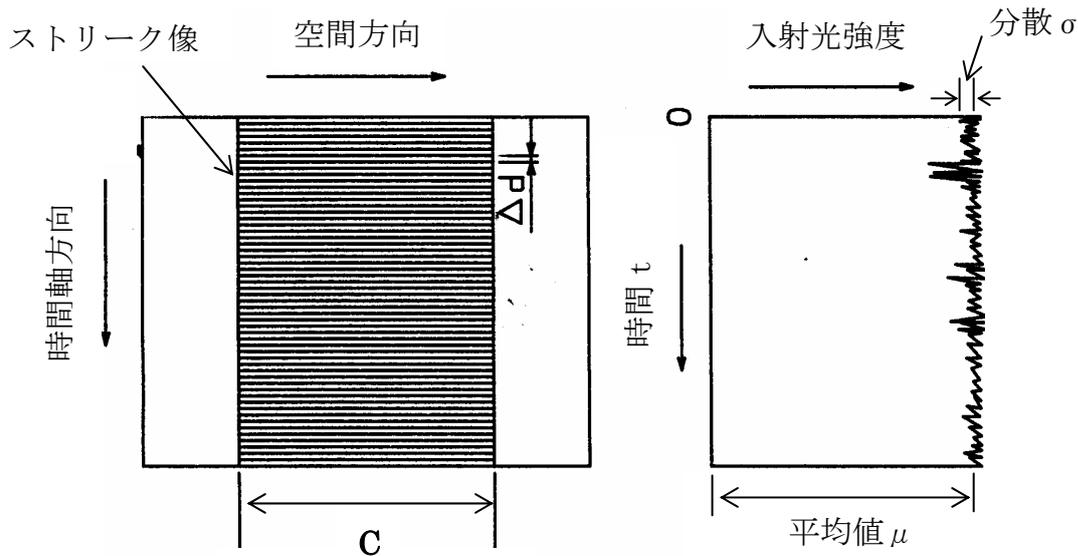
さらに、同時多チャンネル計測や高Dレンジの計測で問題となる隣接領域間のクロストークについて、その発生メカニズムを明らかにするとともに、その改善対策を行い、良好な結果を得た<sup>7)</sup>。

ストリーク管の B.G. およびクロストークの低減により、その計測デバイスとしての完成度を高めることができた。

### 5.1 雑音指数<sup>1-3)</sup>

ストリークカメラシステムでは入射光強度-時間のプロファイルを得るのに、SN比を向上するため図 5-1(a)に示すように、ストリーク像を時間軸方向に微小な一定幅 $\Delta t$ の多数のチャンネルに分割し、チャンネルごとに空間方向(時間軸に垂直な方向)に適当に定めた長さ $C$ にわたってその輝度信号を積分して求めている。この時、入射光強度に対応する出力信号の精度は、超高速光計測において時間分解能と同様に重要な特性である。同図(b)に、時間的に一定の強度の光を入射してストリーク動作を行って得られる入射光強度-時間のプロファイルを示す。この時、計測の精度は各チャンネルの出力の平均値と揺らぎ(分散)の比つまりSN比であらわすことができる。これらの揺らぎは、下記のような揺らぎ成分の複合からなる。

- ①入射光自身の統計的揺らぎ
- ②ストリーク管の光電面-出力蛍光面間で縦続される光電変換、光電子増倍、電光変換の各過程における統計的揺らぎ



(a)出力信号の処理方法

(b)入射光強度—時間のプロファイル

図 5-1 ストリーク管より得られる出力信号の揺らぎ

- ③光電面からの熱電子流、放電に伴う背景放射からの光電子流、光電子ビームの電極、管壁への衝突による散乱電子流、2次電子流等により生じる揺らぎ
- ④光電面感度や MCP の電子増倍率の空間的不均一性から生じる固定パターン雑音による揺らぎ
- ⑤ストリーク速度の不均一性による揺らぎ
- ⑥読み出しや信号解析システムで生じる揺らぎ

上記のうち、④の固定パターン雑音は、コンピューターを用いた信号処理により比較的簡単に補正できる。⑤の揺らぎも主なものは、固定パターンに属するものであり補正できる。また⑥の揺らぎについては、ストリーク管は MCP を内蔵または I. I. を結合しているので、その出力信号は十分大きく無視できる。そこで本質的に問題となる揺らぎは①～③であり、ストリーク管自体で生じる揺らぎは、②、③となる。③に関しては次節で論じるので、ここでは、主として①、②について解析、検討する。③を無視すれば、各信号変換部の変換係数や透過率等の管固有の値で表すことができる雑音指数を用いれば、入射光の強度に関係なく、管で生じる揺らぎ量の多少を評価できる。

ストリーク管の雑音指数を求めるには、本来は、各微小時間 $\Delta t$  毎に、平均 $N$ 個のポアソン分布からなる光子が含まれている光がストリーク管に入射した時得られる図 5-1(b)の入射光強度—時間のプロファイルにおける各チャンネル間の揺らぎを用いるべきである。しかし評価を簡単にするために、その揺らぎと、フォーカスモード（無掃引状態）で単一パルス毎に平均 $N$ 個のポアソン分布からなる光子が含まれている光パル

ス列が管に入射した時、管の出力面に得られる時系列の光出カパルスの揺らぎが等価であるとして検討を進めた。これについては、ここでは各チャンネル間の固定パターン雑音を考察から除外しているのが妥当と考えられる。

MCP 内蔵型ストリーク管（一体方式と略す）とイメージインテンシファイヤー（I. I.）結合型ストリーク管（結合方式と略す）について、雑音指数を理論および実験から求め、管の構成方式、各要素と雑音ならびに雑音指数との関連を明らかにした。さらに、両方式間の得失について比較検討するとともに、雑音指数の改善の方向を示すことができた。

### 5.1.1 理論的検討

#### (1) 結合方式

図 5-2 は、結合方式を示す。入力を平均  $N$  個の光子からなるパルス光列で、その分布をポアソン分布とする。この時、系の出力である I. I. の蛍光面から得られる輝度増倍されたパルス光列の分布を求めるのに、MCP の増倍率は大きいので、I. I. の蛍光面での附加雑音は無視できて、その分布に MCP の出力分布を採用してよい。系には、確率過程を伴う要素が多段に縦続されており、系の出力分布の揺らぎは、入力揺らぎに、これらの揺らぎが重畳されたものである。まず、これら要素ごとに単位入力に対する出力分布を考える。なお、以下の数式に用いる記号の意味は、図 5-2 と図 5-5 に示したので各式での記号の説明は省く。ストリーク管の光電面に入射するパルス光列の光子数の分布は、ポアソン分布であることから、その確率関数と母関数は、次式で与えられる。

$$f_0(x) = e^{-N} N^x / x! \quad (5-1)$$

$$G_0(s) = \exp N(s-1) \quad (5-2)$$

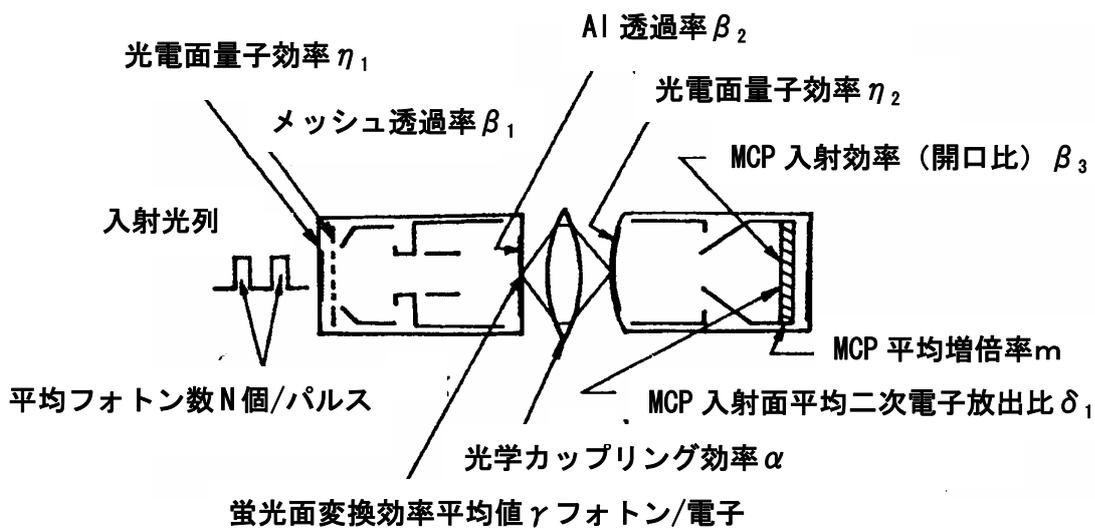


図 5-2 ストリーク管—MCP 内蔵 I. I. 結合方式

ストリーク管の光電面に 1 個の光子が入射するたびに、この管の蛍光面に入射する光電子数の分布は 0 と 1 の値のみをとる離散分布となり、その確率関数と母関数は次式で与えられる。

$$f_1(1) = p_1 = \eta_1 \beta_1 \beta_2, \quad f_1(0) = q_1 = 1 - p_1 \quad (5-3)$$

$$G_1(s) = q_1 + p_1 s \quad (5-4)$$

1 個の入射光電子に対するストリーク管の蛍光面の発光分布はポアソン分布で近似でき、その確率関数と母関数は次式で与えられる。

$$f_2(x) = e^{-\gamma} \gamma^x / x! \quad (5-5)$$

$$G_2(s) = \exp \gamma (s - 1) \quad (5-6)$$

ストリーク管の蛍光面で 1 個の光子が発生するたびに、I. I. の MCP のチャンネル内に入射する光電子数の分布は 0 と 1 の値のみをとる離散分布となり、その確率関数と母関数は、次式で与えられる。

$$f_3(1) = p_2 = \alpha \eta_2 \beta_3, \quad f_3(0) = q_2 = 1 - p_2 \quad (5-7)$$

$$G_3(s) = q_2 + p_2 s \quad (5-8)$$

MCP のチャンネル内に入射した 1 個の光電子が、チャンネル壁との初めの衝突で発生させる 2 次電子数の分布は、ポアソン分布で近似でき、その確率関数と母関数は、次式で与えられる。

$$f_4(x) = e^{-\delta_1} \delta_1^x / x! \quad (5-9)$$

$$G_4(s) = \exp \delta_1 (s - 1) \quad (5-10)$$

MCP の増培分布は、未飽和モードではファリー分布で近似でき<sup>8)</sup>、これを図 5-3 に示す。その確率関数と母関数は次式で与えられる。

$$f_5(x) = m^x / (1 + m)^{x+1} \quad (5-11)$$

$$G_5(s) = 1 / \{1 + m(1 - s)\} \quad (5-12)$$

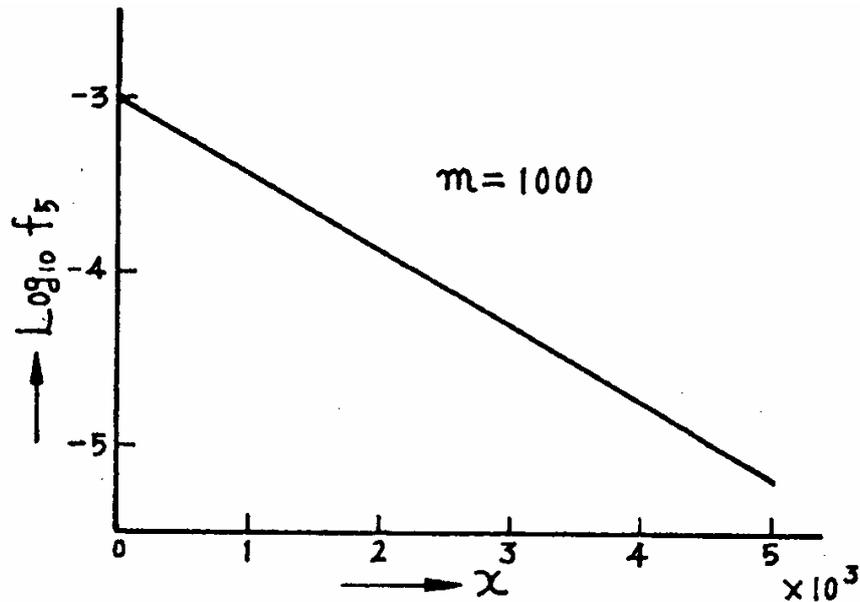


図 5-3 ファリー分布

系の出力分布はこれら各々の複合分布となり、その母関数  $G(s)$  は各母関数の合成関数である次式で与えられる。

$$G(s) = G_0(G_1(G_2(G_3(G_4(G_5(s)))))) \quad (5-13)$$

(5-13)式に (5-2)、(5-4)、(5-6)、(5-8)、(5-10)、(5-12) 式を代入すると次式が得られる。

$$G(s) = \exp Np_1 [\{\exp p_2 \gamma (R(s) - 1)\} - 1] \quad (5-14)$$

$$R(s) = \exp [m \delta_1 (s-1) / \{1+m(1-s)\}] \quad (5-15)$$

出力分布の確率関数は次式で与えられる。

$$f(x) = G^{(x)}(0) / x! \quad (5-16)$$

(ただし、 $G^{(x)}$  は  $G(s)$  を  $x$  回微分したもの)

さらに、出力分布の平均値  $\mu$ 、分散  $\sigma^2$  は (5-14)、(5-15) 式を用いて次のように求められる。

$$\mu = G'(1) = Np_1 p_2 \gamma m \delta_1 \quad (p_1 = \eta_1 \beta_1 \beta_2, \quad p_2 = \alpha \eta_2 \beta_3) \quad (5-17)$$

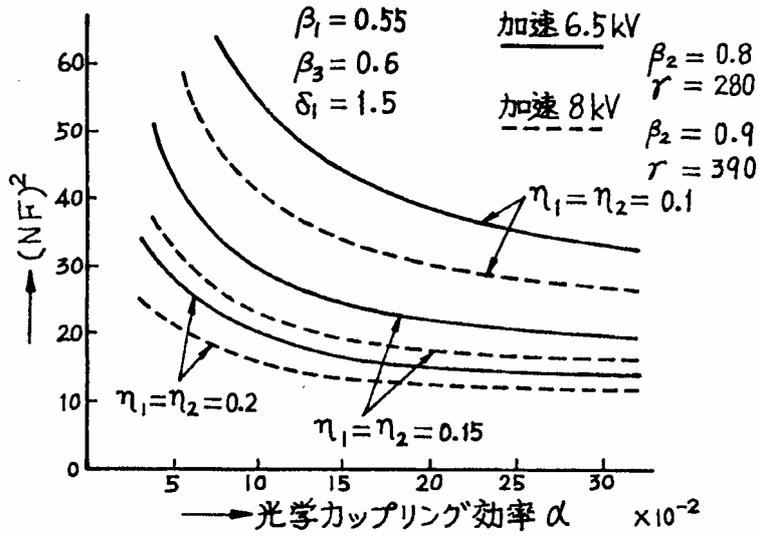


図 5-4 結合方式の NF の解析結果

$$\sigma^2 = G''(1) + G'(1) - \{G'(1)\}^2 \sim N p_1 p_2 \gamma m^2 \delta_1 (p_2 \gamma \delta_1 + 2 + \delta_1) \quad (5-18)$$

(5-17)、(5-18) 式より、出力の信号雑音比は次式で与えられる。

$$(S/N)_{out}^2 = (\mu/\sigma)^2 = N p_1 p_2 \gamma \delta_1 / (p_2 \gamma \delta_1 + 2 + \delta_1) \quad (5-19)$$

一方、入力光の信号雑音比は、(5-1)、(5-2) 式より次式で与えられる。

$$(S/N)_{in}^2 = N \quad (5-20)$$

そこで、I. I. 結合方式の雑音指数 NF は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} (NF)^2 &= (S/N)_{in}^2 / (S/N)_{out}^2 \\ &= 1 / \eta_1 \beta_1 \beta_2 \{1 + (1 + 2/\delta_1) / \alpha \eta_2 \beta_3 \gamma\} \end{aligned} \quad (5-21)$$

(5-21) 式より求めた NF と光学カップリング効率  $\alpha$  の関係を図 5-4 に示す。光学カップリング効率が小さい方から 15% 程度までは、その増加によって NF が大きく改善される。

## (2) 一体方式

次に図 5-5 に示す一体方式について、結合方式と同様の解析を行う。(5-22) ~ (5-29) 式は要素ごとの単位入力に対する出力分布の確率関数と母関数を示す。

$$f_0(x) = e^{-N} N^x / x! \quad (5-22)$$

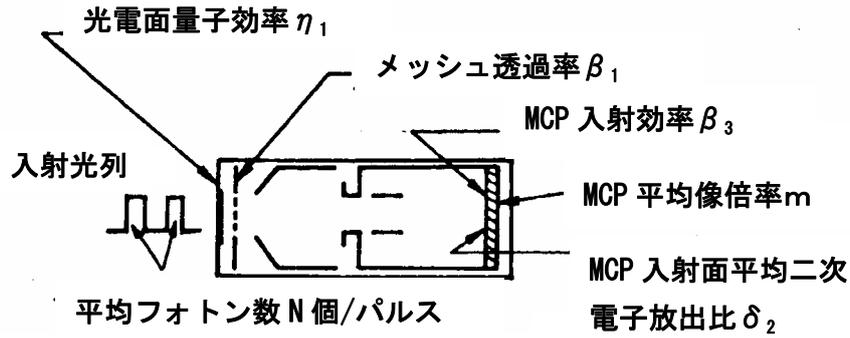


図 5-5 MCP 内蔵ストリーク管 (一体方式)

$$G_0(s) = \exp N(s-1) \quad (5-23)$$

$$f_1(1) = p = \eta_1 \beta_1 \beta_3, \quad f_1(0) = q = 1 - p \quad (5-24)$$

$$G_1(s) = q + ps \quad (5-25)$$

$$f_2(x) = e^{-\delta_2} \delta_2^x / x! \quad (5-26)$$

$$G_2(s) = \exp \delta_2 (s-1) \quad (5-27)$$

$$f_3(x) = m^x / (1+m)^{x+1} \quad (5-28)$$

$$G_3(s) = 1 / \{1 + m(1-s)\} \quad (5-29)$$

(5-22)、(5-23) 式はストリーク管の光電面に入射するパルス光列の光子数の分布 (ポアソン分布)、(5-24)、(5-25) 式はストリーク管の光電面に 1 個の光子が入射するたびに、MCP のチャンネル内に入射する光電子数の分布、(5-26)、(5-27) 式は、MCP のチャンネル内に入射した一個の光電子が、初めの衝突で発生させる二次電子数の分布 (ポアソン分布)、(5-28)、(5-29) 式は、MCP の増倍分布 (ファリー分布<sup>8)</sup>) を示す。従って、出力分布の母関数は次式で与えられる。

$$G(s) = G_0(G_1(G_2(G_3(s)))) \quad (5-30)$$

上式に (5-23)、(5-25)、(5-27)、(5-29) 式を代入すると、次式が得られる。

$$G(s) = \exp Np(R(s) - 1) \quad (5-31)$$

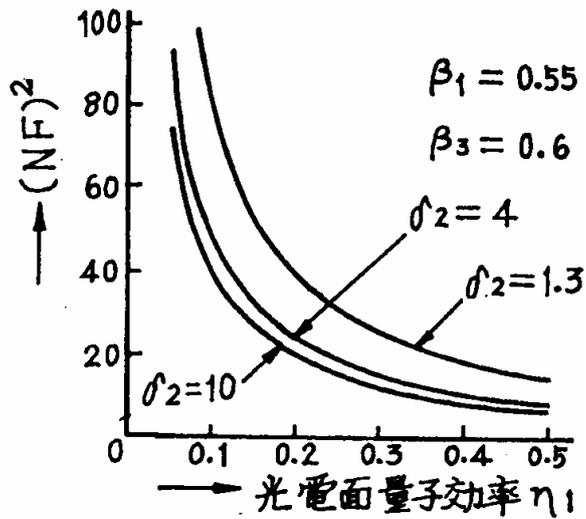


図 5-6 一体方式の NF の解析結果

$$R(s) = \exp [m \delta_2 (s-1) / \{1+m(1-s)\}] \quad (5-32)$$

出力分布の確率関数は、次式で与えられる。

$$f(x) = G^{(x)}(0) / x! \quad (5-33)$$

これらにより出力分布の平均値  $\mu$ 、分散  $\sigma^2$ 、信号雑音比  $(S/N)_{out}$ 、および雑音指数 NF は、次式で与えられる。

$$\mu = G'(1) = N p m \delta_2 \quad (p = \eta_1 \beta_1 \beta_3) \quad (5-34)$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= G''(1) + G'(1) - \{G'(1)\}^2 \\ &\sim N p m^2 \delta_2 (2 + \delta_2) \end{aligned} \quad (5-35)$$

$$(S/N)_{out}^2 = (\mu / \sigma)^2 \sim N p \delta_2 / (2 + \delta_2) \quad (5-36)$$

$$(NF)^2 = (S/N)_{in}^2 / (S/N)_{out}^2 = (1 + 2/\delta_2) / \eta_1 \beta_1 \beta_3 \quad (5-37)$$

(5-37) 式より求めた NF と光電面量子効率の関係を図 5-6 に示す。

### (3) 熱電子放出や背景光の考慮

出力光パルス列の 1 個あたり観測時間 (出力蛍光面の残光時間より十分大きいとする) ごとに平均  $N_d$  個のポアソン分布で、熱電子や背景光による電子がストリーク管の光電面より放出される場合には、(5-17)、(5-18)、(5-19)、(5-21)、(5-34)、(5-35)、(5-36)、

(5-37) 式は、以下のように補正される。結合方式については出力分布の平均値  $\mu$ 、出力のうちの光信号成分だけによる分布の平均値  $\mu_s$ 、分散  $\sigma^2$ 、信号雑音比  $(S/N)_{out}$ 、および雑音指数 NF は、それぞれ次式で示される。

$$\mu = (N+N_d/\eta_1)p_1p_2\gamma m\delta_1 \quad (p_1=\eta_1\beta_1\beta_2, p_2=\alpha\eta_2\beta_3) \quad (5-38)$$

$$\mu_s = Np_1p_2\gamma m\delta_1 \quad (5-39)$$

$$\sigma^2 = (N+N_d/\eta_1)p_1p_2\gamma m^2\delta_1(p_2\gamma\delta_1+2+\delta_1) \quad (5-40)$$

$$(S/N)_{out}^2 = (\mu_s/\sigma)^2 = N^2p_1p_2\gamma\delta_1/(N+N_d/\eta_1)(p_2\gamma\delta_1+2+\delta_1) \quad (5-41)$$

$$(NF)^2 = \{(1+N_d/N\eta_1)/\eta_1\beta_1\beta_2\} \{1+(1+2/\delta_1)/\alpha\eta_2\beta_3\gamma\} \quad (5-42)$$

一体方式については、これらの値は、それぞれ次式で示される。

$$\mu = (N+N_d/\eta_1)pm\delta_2 \quad (p=\eta_1\beta_1\beta_3) \quad (5-43)$$

$$\mu_s = Npm\delta_2 \quad (5-44)$$

$$\sigma^2 = (N+N_d/\eta_1)pm^2\delta_2(2+\delta_2) \quad (5-45)$$

$$(S/N)_{out}^2 = N^2p\delta_2/(N+N_d/\eta_1)(2+\delta_2) \quad (5-46)$$

$$(NF)^2 = (1+N_d/N\eta_1)(1+2/\delta_2)/\eta_1\beta_1\beta_3 \quad (5-47)$$

いずれも光電面の熱電子や背景光による電子放出により  $(S/N)_{out}$ 、NF が悪くなるのがわかる。

#### (4) 両方式の比較

(5-21) と (5-37) 式に実用的な値と思われる、 $\beta_1=0.55$ 、 $\beta_2=0.9$ 、 $\beta_3=0.6$ 、 $\eta_1=\eta_2=0.1$ 、 $\gamma=400$ 、 $\delta_1=1.5$  (加速電圧 3kV)、 $\delta_2=1.3$  (加速電圧 6.5kV)、 $\alpha=0.02$  (レンズ結合タイプ)、 $\alpha=0.3$  (ファイバー結合タイプ) を代入することによって、結合方式のレンズ結合タイプについては NF=11、ファイバー結合タイプについては NF=5.2、MCP を内蔵した一体方式については、NF=8.8 が得られる。

#### 5.1.2 実験結果

先に理論解析した二つの方式について、実際に  $(S/N)_{out}$  と NF を実験で求めた。I. I. 結合方式にはレンズ結合を用いた。図 5-7 はその測定系を、図 5-8 はそのタイミングダイヤグラムを示す。LED をパルス駆動してパルス光列を作り、これを ND フィルターで

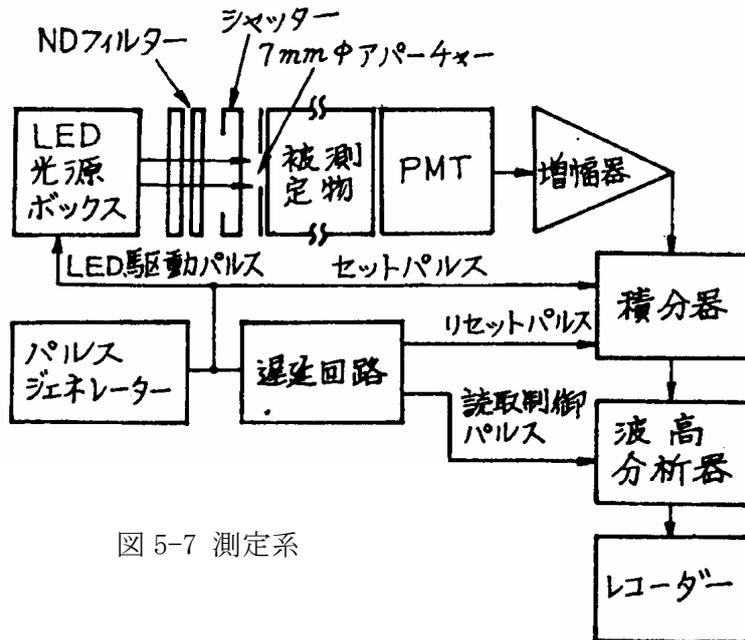


図 5-7 測定系

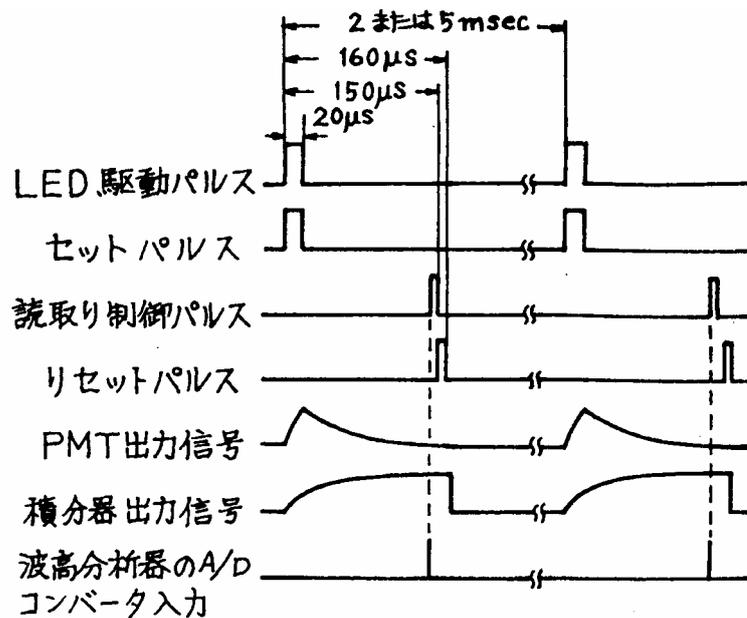


図 5-8 測定系のタイミングダイヤグラム

減衰させ、系に入力させる。LED駆動電圧のパルス幅は  $20\mu s$ 、パルス間隔は  $2ms$  および  $5ms$  で、この時、入力パルス光列の光子数の分布はポアソン分布とみなされる。測定対象の蛍光面の発光パルスを PMT で受光し、その出力は増幅器を通して積分器に入力される。被測定管の出力蛍光面の残光時間（初期値の 10%に減衰するまでの時間）は約

90  $\mu$ s max. であったので、パルス発光毎に、150  $\mu$ s の間その出力を積分した。この積分出力を波高分析器に入力し、蛍光面の出力分布を求めた。なお、PMT 以降の測定系の分散は、蛍光面における出力分布の分散に比較して無視できることを確認した。図 5-9～図 5-11 は、結合方式で得られたデータ例を示す。図 5-10, 11 にみられるように平均入射光子数 75 個においては、暗時（入射パルス光のない時）の出力量が無視できない値になっている。これはこのストリーク管に微弱な管内発光があったためである。図 5-12～16 は一体方式で得られたデータ例を示す。光量が少なくなっていくに従って、MCP の増倍分布（入射面の  $\delta$  の分布を含む）に近付いていくのがわかる。また、この管では、平均入射光子数が 67 個でも暗時の出力量は無視できる。図 5-17 はこれらの測定データから、 $(S/N)_{out}$  と NF を求める方法を示す。表 5-1 は結合方式の測定条件を示し、図 5-18 はこの条件での  $(S/N)_{out}$  の測定結果を示す。理論値は表 5-1 の測定条件の値を (5-19) 式に代入したものである。実測値は、ほぼ理論値と一致し、直線部の傾きは 1/2 である。入射光子数が少ない所で実測値が下方に曲がっているのは、(5-41) 式からわかるように管内発光による光電面からの光電子放出のため、 $(S/N)_{out}$  が劣化したものである。管内発光による SN 比の劣化の無視できるグラフの直線部で NF を図 5-17 の方法により求めると、ストリーク管の加速電圧が 6.5kV では 11、8kV では 9.2 であった。(5-21) 式に表 5-1 の各値を代入して得られた NF の理論値は、6.5kV では 8.2、8kV では 7 であった。

表 5-2 と図 5-19 は、一体方式の測定条件と測定結果を示す。理論値は表 5-2 の測定条件の値を (5-36) 式に代入したものである。理論値とほぼ一致し、かつ MCP の印加電圧を 700V、900V と変えても変化しないことを示している。実測値より求めた NF は 9.2、(5-37) 式に表 5-2 の各値を代入して得られた NF の理論値は 8.7 であった。

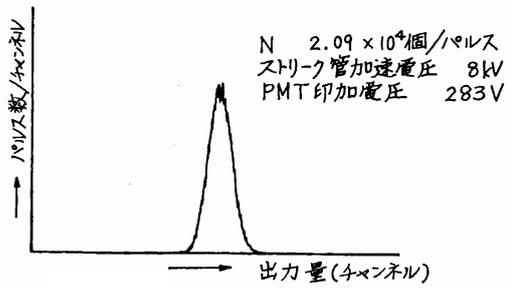


図 5-9 結合方式の出力分布

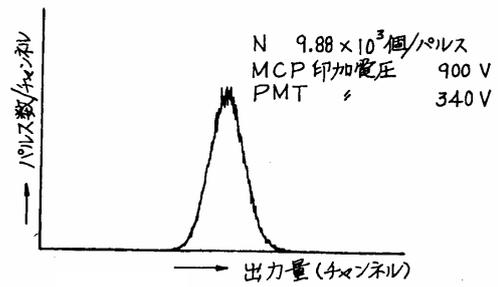


図 5-13 一体方式の出力分布

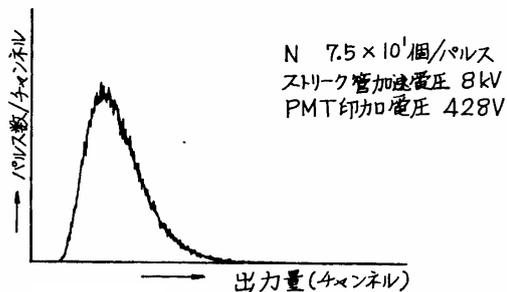


図 5-10 結合方式の出力分布

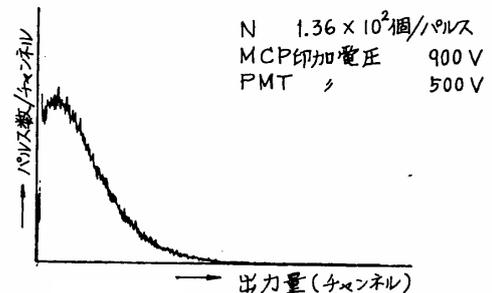


図 5-14 一体方式の出力分布

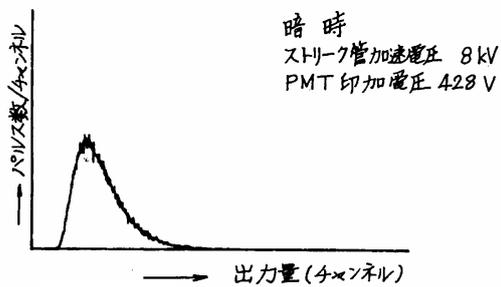


図 5-11 結合方式の出力分布

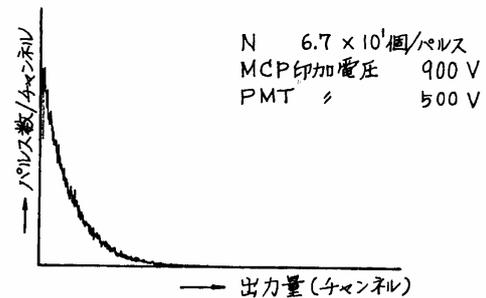


図 5-15 一体方式の出力分布

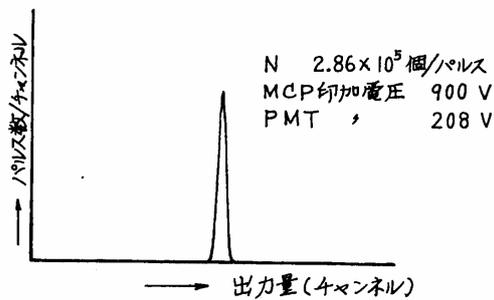


図 5-12 一体方式の出力分布

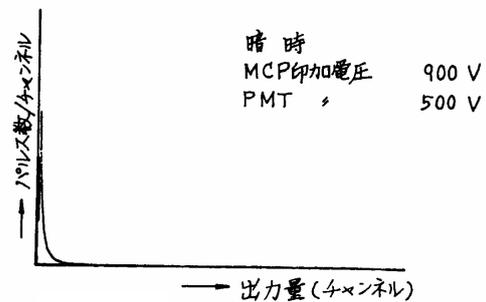


図 5-16 一体方式の出力分布

入射パルス光列の平均値  $N$  個/パルス

光列入射時のデータ

平均値  $\mu$   
分散  $\sigma^2$

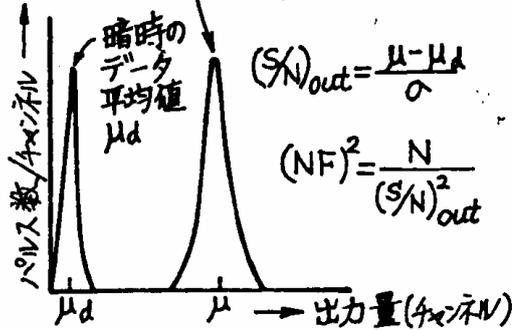


図 5-17  $(S/N)_{out}$ 、NF の求め方

ストリーク管の光電面量子効率 $\eta_1$	0.1	LED 発光ピーク波長 $0.56 \mu\text{m}$
メッシュ透過率 $\beta_1$	0.55	1000 メッシュ/インチ
Al 膜透過率 $\beta_2$	0.8	ストリーク管加速電圧 $6.5 \text{ kV}$
	0.9	8 kV
蛍光面変換効率 $\gamma$	280	6.5 kV
	390	8 kV
光学カップリング効率 $\alpha$	0.064	ニコン f55mm F1.2 2個使用
II の光電面量子効率 $\eta_2$	0.11	P-11 蛍光面ピーク波長 $0.46 \mu\text{m}$
MCP 入射効率 $\beta_3$	0.6	MCP 開孔比
MCP 入射面二次電子放出比 $\delta_1$	1.5	II 加速電圧 $3 \text{ kV}$
MCP 増倍率 $m$	900	MCP 印加電圧 $900 \text{ V}$

表 5-1 結合方式の測定条件

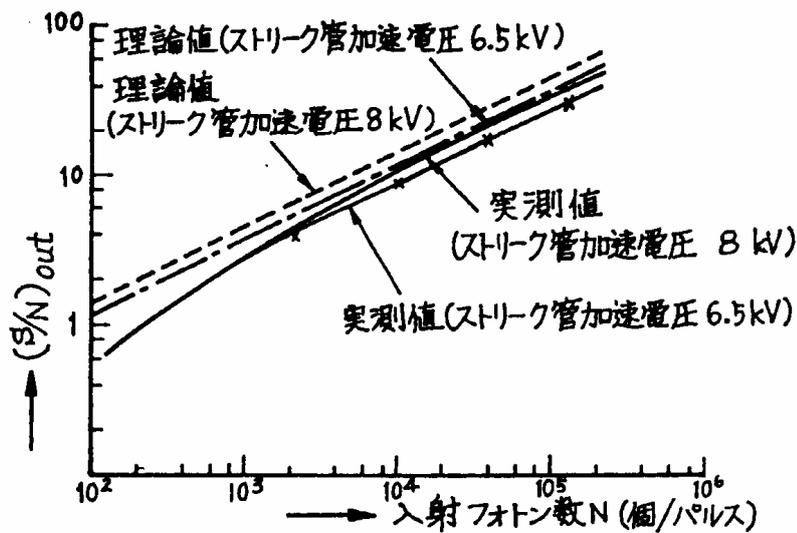


図 5-18 結合方式の  $(S/N)_{out}$  の測定結果

表 5-2 一体方式の測定条件

ストリーク管の光電面量子効率 $\eta_1$	0.102	LED発光ピーク波長 0.56 $\mu\text{m}$
メッシュ透過率 $\beta_1$	0.55	1000メッシュ/インチ
MCP入射効率 $\beta_3$	0.6	MCP 開口比
MCP入射面二次電子放出比 $\delta_2$	1.3	ストリーク管加速電圧 6.5 kV
MCP増倍率 $m$	78	MCP印加電圧 700 V
	1000	900 V

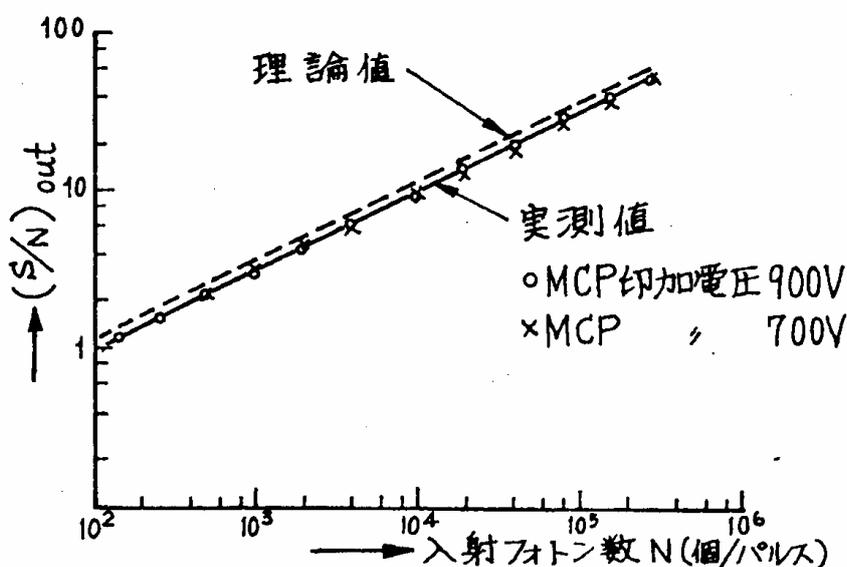


図 5-19 一体方式の  $(S/N)_{out}$  の測定結果

### 5.1.3 両方式の得失についての検討

表 5-3 に一体方式と結合方式について得られた雑音指数 NF の理論値および実験値をまとめて示す。結合方式のレンズカップリング効率は実験では 6.4%であったが、シェーディング等を考慮すると、実用的なレンズカップリング効率は 2%程度となるので雑音指数の値は、一体方式が良く、ファイバー結合では 30%程度が得られるので一体方式の方が悪くなる。

一体方式のボトルネックは MCP にある。それは、MCP の開口比が 0.6 で 4 割の光電子が失われること、ストリーク管のように加速電圧が 10kV 前後と高いと、MCP の入射面の二次電子放出比  $\delta_2$  が 1.3 程度に下がってしまうこと、MCP の増倍分布がファリー分布という非常に大きな揺らぎを持っていること等による。これに対して I. I. ファイバー結合方式では、光電子のストリーク管の蛍光面への入射光率（メタルバックの Al 膜透過率）は、10kV の加速では 0.9 程度と高く、蛍光面の 1 光電子あたりの発光分布もポアソン分布で近似され、ファリー分布より良いこと、その蛍光面の発光が効率よく次段の I. I. へ

表 5-3 両方式について得られた雑音指数 NF

		理論値	実験値
レンズ結合方式*	$\alpha = 0.02$	11	_____
	$\alpha = 0.064$	7	9.2
ファイバー結合方式		5.2	
一体方式		8.7	9.2

\* レンズ結合方式のストリーク管の加速電圧は 8kV のもののみ記載  
 $\alpha$  : 光学カップリング効率

伝達されることなどにより、良好な NF が得られる。

しかし、一体方式でも (5-37) 式よりわかるように、MCP の入射面の二次電子放出比  $\delta_2$  を大きくし、さらに開口比  $\beta_3$  を大きくすることによってファイバー結合の値に近付けることができることがわかる。

雑音指数以外の空間歪、管の大きさ、操作性なども考慮した両方式の総合比較については別途 6.1.8 に記したのでそれを参照されたい。

## 5.2 バックグラウンドノイズの発生とその低減対策

ストリーク管の出力には本来の信号出力の他に、バックグラウンドノイズが含まれる。その発生要因としては、下記のものあげられる。

- ① 電極間の高電圧印加による放電、電極からの電界放出
- ② 光電面の暗電流、電極内面に付着された光電面からの暗電流や迷光による電子放出
- ③ 光電子ビームの電極や管壁への衝突による 2 次電子放出、反射電子の発生
- ④ 光電面の透過光による偽信号の発生
- ⑤ シンクロスキャン管における掃引用偏向電極への高周波電圧印加によるマルチパクタリング放電

これらは、5.1.1(3)に示したように出力の SN 比を低下させ、また、ダイナミックレンジを小さくするので、極力その低減を図る必要がある。

### 5.2.1 高電圧印加による BG ノイズの発生とその低減対策

ストリーク管では、高い時間分解能を得るために、電極間に高電圧を印加する。そのため、放電や電極からの電界放出電子により図 5-20 に示すように BG ノイズが生じる。光電面や電極表面上のホコリやキズにより突起が存在すると、そこが滑らかな場合の電界  $E$  に対して、 $\beta E$  に増強される。 $\beta$  は、その形状により決まるが容易に 10 倍以上になる。

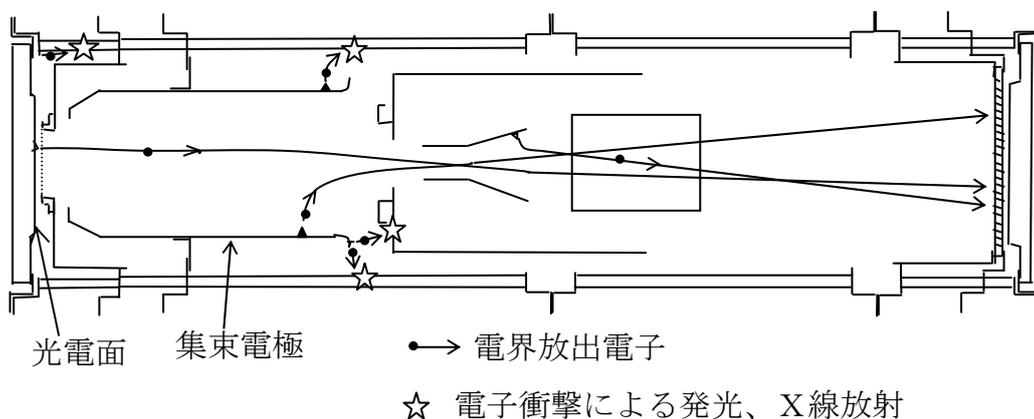


図 5-20 高電圧印加による電界放出電子の発生と BG 上昇の関係



図 5-21 出力面上の白スポット

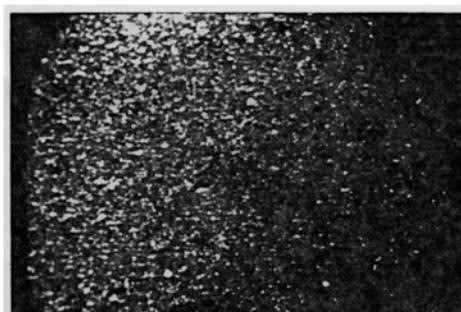


図 5-22 出力面上のぼんやりした BG 上昇

さらに光電面作成時に、ここにアルカリ蒸気が付着することにより仕事関数が小さくなり、電界放出が生じこれが BG ノイズとなる。光電面からの電界放出の場合は、電子レンズのフォーカスがここに合っているので、図 5-21 に示すように出力面上でフォーカスモード（無掃引状態）では白スポットとして現れ、掃引時にはそれは白いスジ状になる。一方、集束電極や接続フランジからの電界放出は、それが直接 MCP や蛍光面に入射する場合は、フォーカスが合っていないので図 5-22 に示すように、ぼんやりとした BG 上昇として出力面上に現れる。また、電界放出電子がガラスバルブや陽極を衝撃すると発光や X 線が生じそれらが光電面にフィードバックし、光電子が放出され出力面に達し、BG 上昇となる。この場合も、全体がポーッと持ち上がるような BG 上昇となる。ガラスバルブを電界放出電子が衝撃する場合は、ガラスが帯電するためそれが間欠的に放電され、それに同期してフラッシュノイズと呼ばれる BG ノイズが発生する。

これらのノイズの低減対策として、電極表面の研磨による平坦化やホコリを極力入れないようにすることが有効であった。また、間欠放電に関しては、ガラス表面に高抵抗



図 5-23 光电面-メッシュ電極間、MCP-蛍光面間の電界放出対策

の導電物質である酸化クロム粉末を塗布することにより帯電電荷を適当に漏洩させるのが有効であった。

他に、構造的に放電を避ける工夫として光电面-メッシュ電極間や MCP-蛍光面間のように狭い間隔に高い電界を集中させる場合は、図 5-23 に示すように所要部分だけを近接させ他のところは遠ざけるようにした。これにより高電界が不要な場所は、電界を極力小さくして電界放出を防止できる。

### 5.2.2 光电面の暗電流や電極内面に付着された光电面の暗電流、迷光電子放出による BG ノイズの発生とその低減対策

近赤外に感度を持つ S-1 光电面の暗電流は、例えば常温で  $10\text{pA}/\text{cm}^2$  と大きい。さらにストリーク管では、光電子面表面の電界が数  $\text{kV}/\text{mm}$  以上あるので、ショットキー効果によりその値はさらに桁のオーダーで大きくなる。6.3.1 に述べるように、その結果生じる BG 上昇により、特にシンクロスキャン動作で管の感度が制限される。この BG 上昇を図 5-24 に示すスリット加速電極を用いることにより低減できた。信号の線状光電子

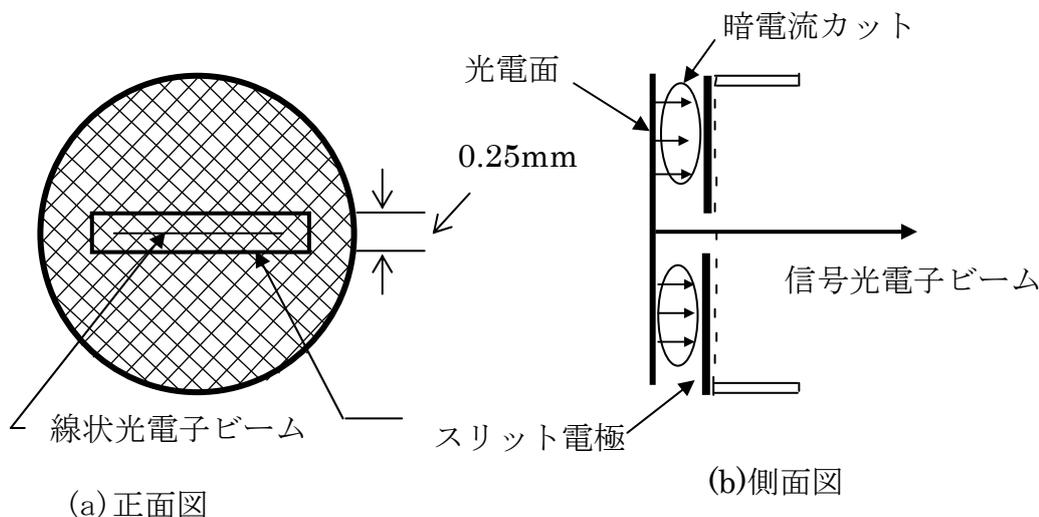
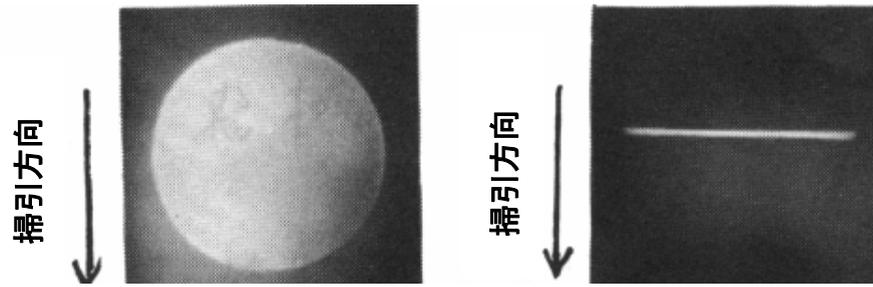


図 5-24 スリット加速電極



(a) 従来メッシュ電極の場合      (b) スリット加速電極の場合

図 5-25 光電面暗電流による出力像（フォーカスモード）

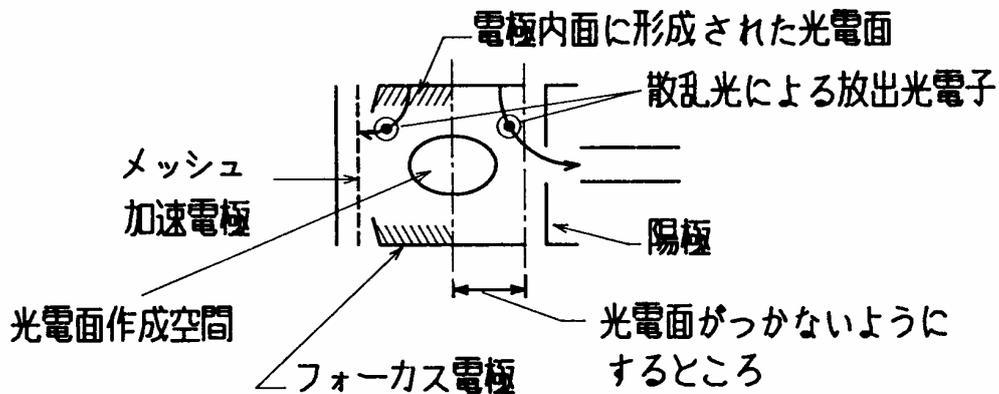


図 5-26 電極に付着した光電面から放出される電子流による BG 上昇

ビームは、このスリット開口を通り抜けるが、その他の部分からの暗電流はカットできるためである。図 5-25 (a)は、従来のメッシュ加速電極を持つ S-1 シンクロスキャンストリーク管のフォーカスモードにおける光電面暗電流の出力像、同図 (b)はスリット加速電極を適用した時の出力像である。長さ 6mm、幅 0.25mm のスリットにより、光電面暗電流に起因する BG は約 23 : 1 の面積比で減少する。スリット加速電極は S-1 光電面の管だけでなく、光電面表面の電界が 6kV/mm 以上であるフェムト秒ストリーク管の場合もショットキー効果による暗電流増加が大きくなるので有益である。

通常ストリーク管では、アルカリ光電面を管内蒸着により作成するので集束電極内面等の不要箇所にも光電面が作成される。そのため、図 5-26 に示すようにその光電面からの暗電流や、光電面透過光の散乱による光電流が出力面に流入し BG ノイズを発生する。その低減対策としては、特に陽極に近い側の集束電極内面からの放出電子が出力側に送り込まれるので、そこに光電面を付けないようにするのが、有効であることがわかった。4.1 に述べた大口径ストリーク管では、図 5-27 に示すように内面に光電面が付着

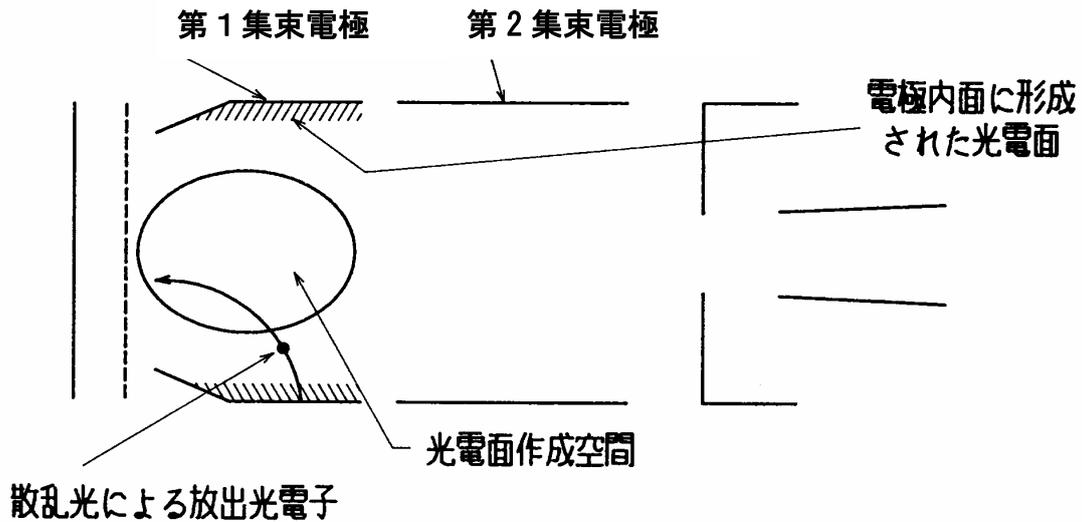


図 5-27 二つの集束電極電圧に差をつけることによる BG 対策

しやすい第 1 集束電極に対して、第 2 集束電極の電圧をより低く設定して、第 1 電極内面から放出される電子が出力側に出てくるのを阻止するようにした。そのため、この管ではそれによる BG 上昇の問題は無い。

### 5.2.3 光電子ビームの電極や管壁への衝突による BG ノイズ発生とその低減対策

光電面からの光電子ビームが加速メッシュ電極を衝撃すると図 5-28(a)に示すように 2 次電子が放出されこれが出力側に送り込まれると BG 上昇が発生する。これを防止する方法は従来の静電集束型では、同図(b)に示すように集束電極の電位をメッシュ電極より低くして逆電位により 2 次電子流が陽極側に行かないようにすることである。これについては実験的に証明できた。他で開発されてきたストリーク管でもそのような電位配分になっているようであるが BG との関連について言及されたものはない。また、もう一つの方法は陽極の電位を加速メッシュ電極の電位と同じにするか、より低くすることである。こうすれば二次電子は出力掃引面に到達しにくいし、到達しても 2 次電子の MCP や蛍光面の位置でのエネルギーが低いためそれによる出力は、ほとんど生じない。

3.3.5 や 7.2 に記した正高圧印加の静電集束型ストリーク管と 3.3.2、3.3.3、4.2 に記したメッシュ加速電極が陽極も兼ねている電磁集束型のストリーク管がこのタイプである。

さらに、図 5-29 に示すように光電子ビームが掃引前の待機状態で偏向板や陽極の壁に衝突すると反射・散乱電子が生じ、出力掃引面に達し BG 上昇が生じる。この防止対策としては、偏向板に反射・散乱電子ビームの阻止突起を設けること、出力掃引面の前にコーン電極を設けることを試み、大きな効果を発揮した。

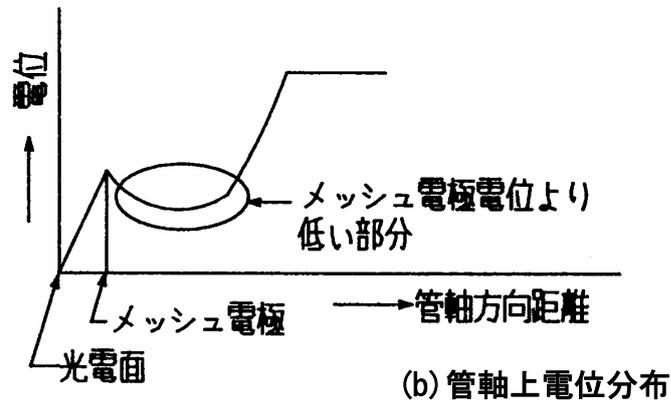
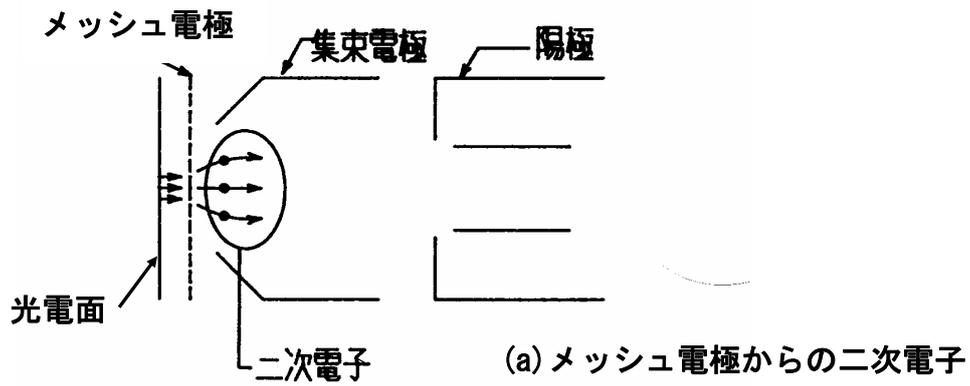


図 5-28 メッシュ電極からの二次電子放出による BG 上昇対策

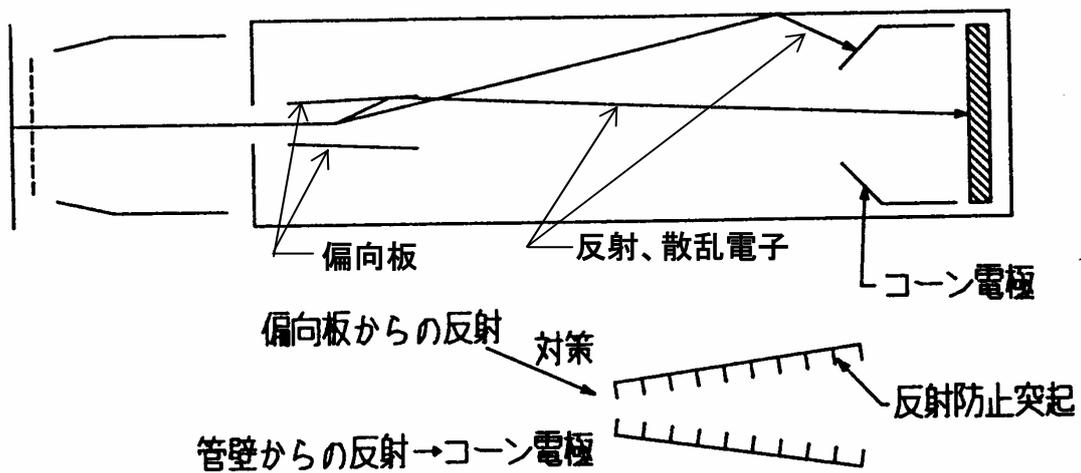


図 5-29 電極からの反射、散乱電子ビームによる BG 上昇とその対策

#### 5.2.4 光電面の透過光による BG ノイズの発生とその低減対策

被計測光が平行度の良いレーザー等の場合、光電面を透過した光がストリーク管の出力面蛍光面に到達して BG 上昇が発生する。MCP 内蔵ストリーク管では、可視光や赤外光なら図 5-30 に示すようにチャンネルがバイアス角を持つ MCP により阻止されるのでこの問題は生じないが、内蔵されていないストリーク管ではその対策が必要である。測定において問題が生じなければ、図 5-31 に示すように管に入射する光の角度を調整して出力面に光が到達しないようにするのが良い。MCP 内蔵ストリーク管でも被計測光が X 線や紫外線の場合は、MCP 入射面がそれらに対して感度を持つので、この対策が有効である。

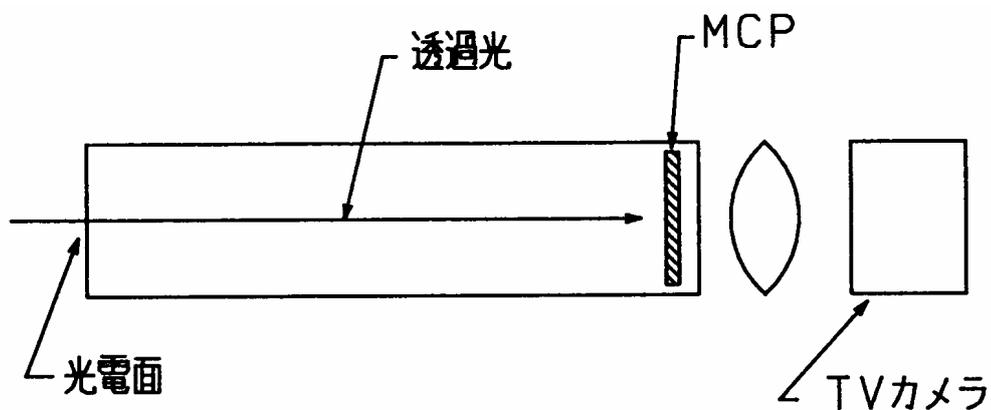


図 5-30 光電面透過光の出力部への到達の MCP による阻止

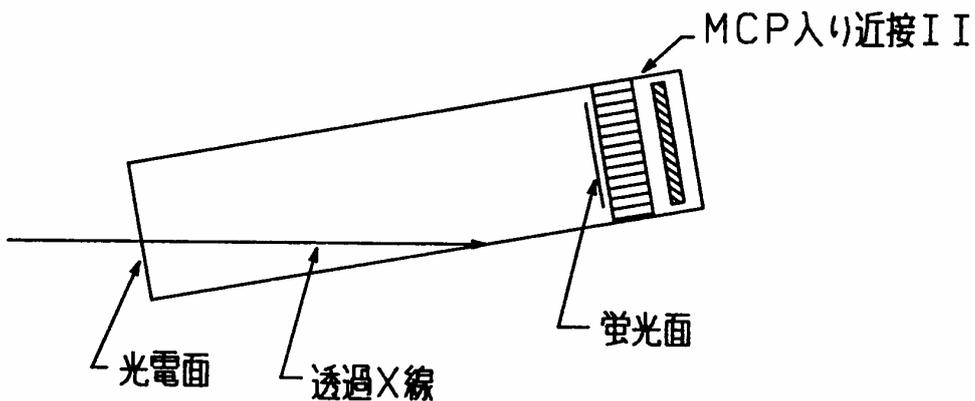


図 5-31 管の傾斜による透過光の出力部到達阻止

### 5.2.5 ゲート電圧を利用した BG ノイズの低減対策

ストリーク管の出力を TV カメラで読み出す時、先に述べた BG ノイズの多くはストリーク掃引の前後の時間も積算され、単発・高速掃引の場合、この時間の方が掃引している時間より何桁も長い。そのため、SN 比が大きく劣化する場合がある。それを防止するために、ストリーク管の電極間にゲート電圧を印加して、掃引時のみ電子ビームを出力側に送るようになれば、BG ノイズもその時間のみ出力され他の時間には出てこないようにできる。図 5-32 は、MCP や光電面に印加するゲート電圧と掃引電圧の時間関係を示し、ゲート ON の時間が掃引時間をカバーし、かつ、できるだけ小さくなるよう設定される。また、3.3.3(1)に述べたように 200fs ストリーク管では、光電面-メッシュ電極間に順方向電圧で BG 上昇をきたさない限界の直流電圧を加えておき、これに図 5-32 に示すような期間のみパルス電圧を重ねてパルス強電界を発生させ、ここの光電子走行時間広がり小さくする工夫を行っている。I. I. 結合方式のストリーク管では、I. I. の MCP をゲートしてもストリーク管の蛍光面の残光のため、BG の除去を十分にはできない。

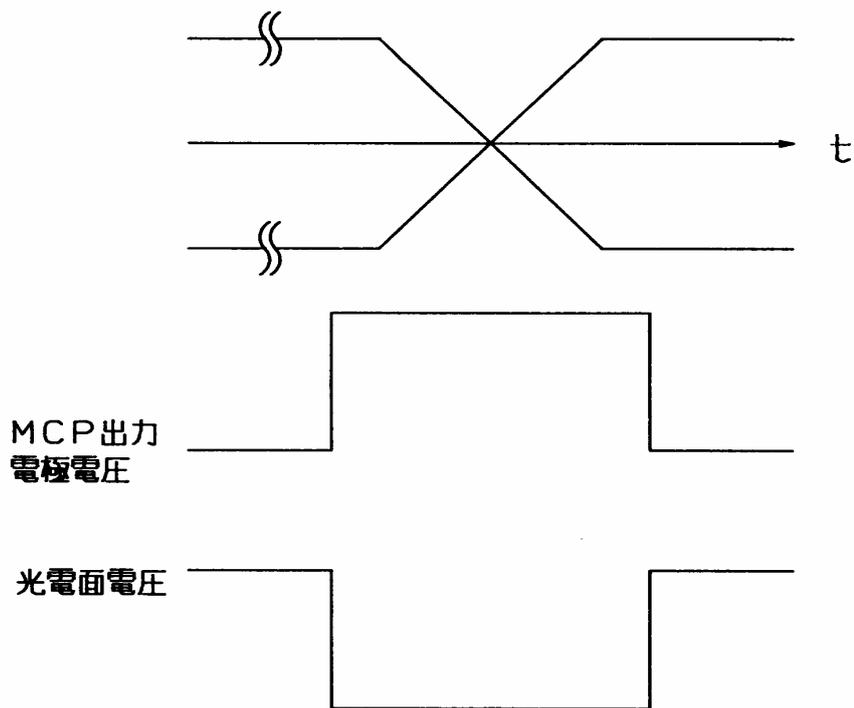


図 5-32 BG 対策に用いるゲート電圧と掃引電圧の時間関係

### 5.2.6 シンクロスキャン管におけるマルチパクタリング放電による BG ノイズ発生とその防止対策<sup>4-6)</sup>

7.1 に示すシンクロスキャンストリーク管の試作において、偏向電極に高周波正弦電圧を印加すると管内に発光が生じ、出力面上で BG が上昇し、計測が不可能になってしまう問題が生じた。この現象が、マルチパクタリング放電<sup>9)</sup>に起因すると予想し、放電の解析と防止のため、この放電に深い関係をもつ掃引電圧の大きさと繰り返し周波数、電極表面の2次電子放出比、電極間隔などに注目して、種々の実験を行った。これらの実験の結果、放電が光電面作成時のアルカリ金属蒸気導入により発生すること、その作成過程で、偏向電極部がその蒸気にさらされないようにするか、または、偏向電極部の電極配置を工夫すれば、80~160MHz の使用掃引周波数の範囲で、放電を防止できることがわかった。しかし、前者の方法を実際の管に適用したとき、管によっては放電防止効果にばらつきがあったり、光電面感度の劣化がみられた。そこで、最終的には後者の方法を採用して管を試作し、放電およびそれによる BG 上昇の無いものを得ることができた。なお、筆者らの研究に並行して、シンクロスキャンストリーク動作でマルチパクタリング放電発生<sup>10)</sup>の報告があり、本研究で試みたものと異なる放電防止対策が提案されているが、結果の報告は見当たらない。以下に、これら研究の詳細を記す。

#### (1) マルチパクタリング放電の発生

試作管の偏向電極に高周波正弦電圧を印加すると、図 5-33 に示すような発光が偏向電極付近および、その近くのガラスバルブ壁で生じ、この発光が光電面に入射して出力蛍光

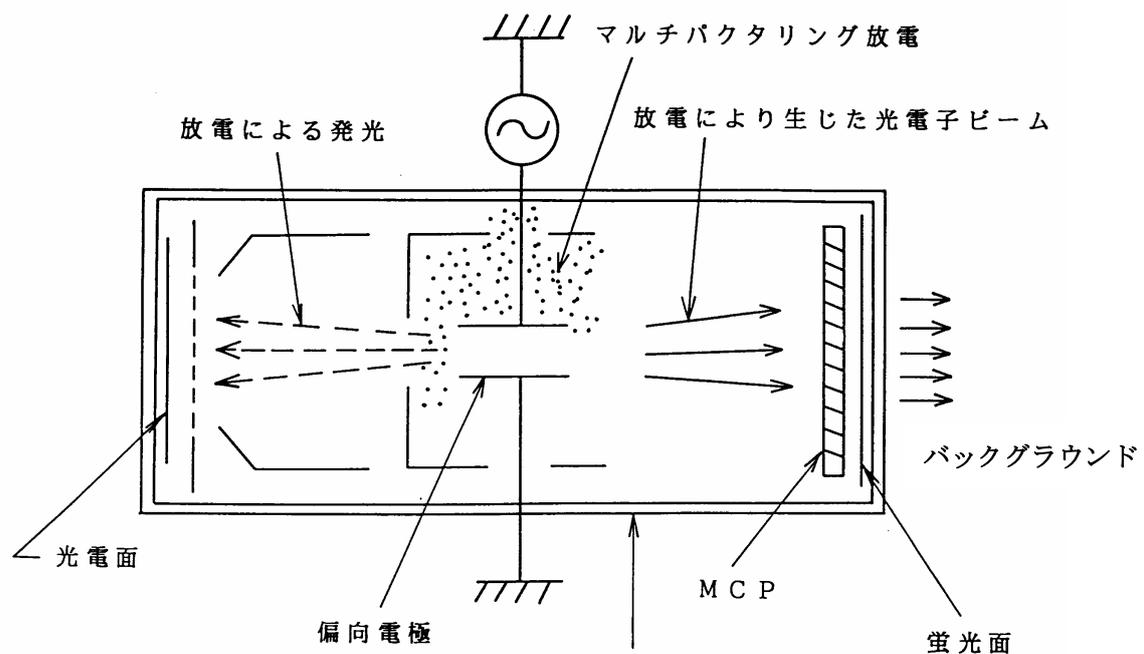


図 5-33 管内で生じた発光とそれによる出力面上の BG 上昇

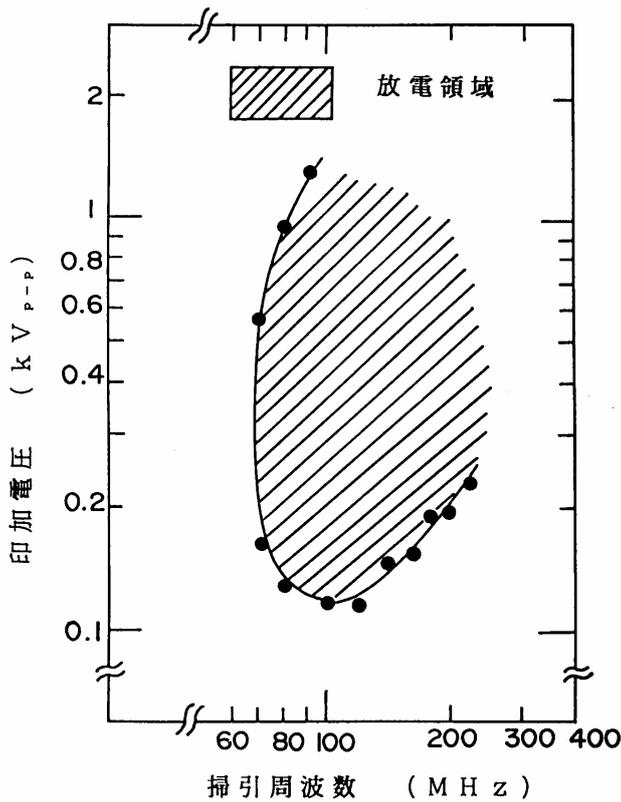


図 5-34  
放電の生じる偏向電圧と掃引周波数の関係

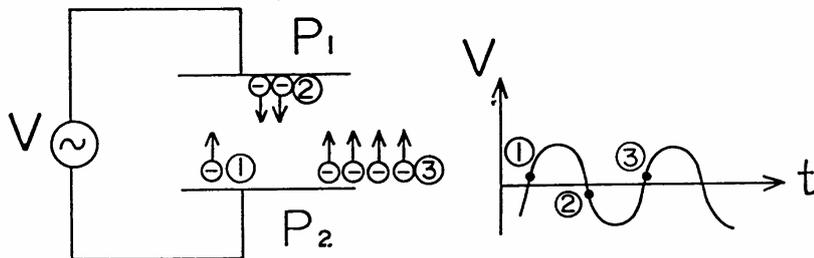


図 5-35 マルチパクタリング放電発生原理

面上で BG が上昇し、計測が困難となった。図 5-34 は、この発光の開始電圧と、掃引周波数の関係を示す。真空度は良いこと、高周波印加により生じ、発生する電圧に周波数依存性が認められることから、この発光がマルチパクタリング放電によるものであると予想し、その解析と対策のため、種々の実験を行った。

図 5-35 は、マルチパクタリング放電の発生原理を示す。高周波電圧が電極  $P_1$ 、 $P_2$  間に印加されると、この電極付近にたまたま存在した電子が高周波電圧に同期して、互いの電極表面への加速、衝突を繰り返し、二次電子増倍されていくうちに、放電に達するというものである。したがって、この放電は、印加電圧の大きさとその周波数、電極表面の二次電子放出比、電極間隔に深く関連を持つ。

実際のストリーク管では、図 5-33 に示したように、高周波電圧の印加される 2 枚の

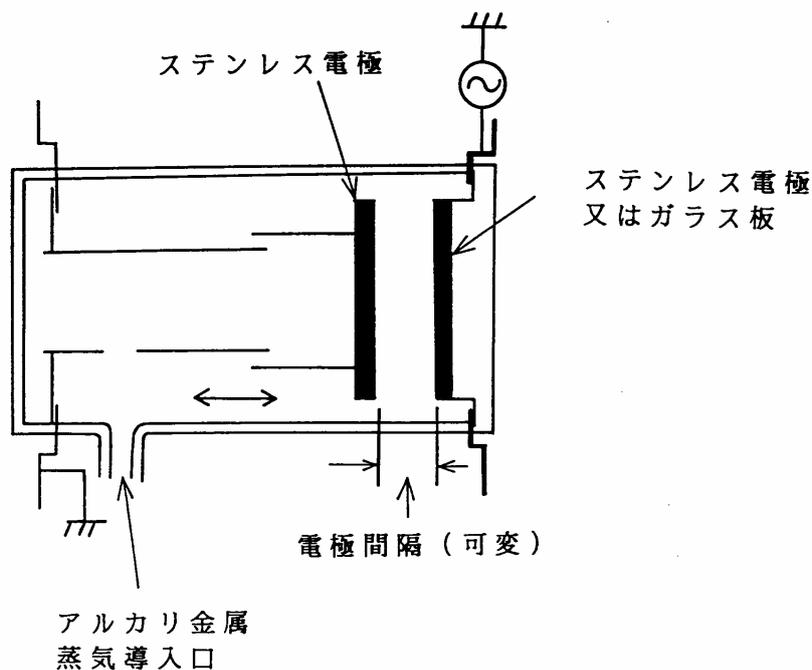


図 5-36 マルチパクタリング放電を解析するための実験管

偏向板の周辺に、陽極、ガラスバルブなどがあり、さらに、光電面作成時に導入されるアルカリ金属蒸気が、電極表面の二次電子放出比に大きく影響するなどから、図 5-35 に示したものより複雑な放電状態になると思われる。すなわち、図 5-35 では、放電は平板電極間で発生するが、ストリーク管では、図 5-33 のように、陽極や、ガラスバルブ壁と、高周波電圧の印加された偏向板の間で生じることが多く、一方、200MHz 以上の高い掃引周波数では、2 枚の偏向板間で生ずる場合もあった。また、発光は、増倍された電子群がアルカリ蒸気やガス分子を吸着した電極表面やガラス壁を衝撃したり、真空中の残留ガス、アルカリ蒸気などの分子に衝突して生ずると思われる。

そこで、アルカリ金属蒸気の影響も考慮して、マルチパクタリング放電を解析するために、図 5-36 に示すような実験管を製作した。電極の間隔は、5mm から 18mm まで変えられる。電極の一方は、ステンレスであり、もう一方は、ステンレスまたは、ガラスである。高周波電圧をアルカリ金属導入前と、後でそれぞれ印加した。アルカリ金属蒸気は、S-20 光電面作成時と同様に、管中に導入された。放電開始電圧は、MCP 内蔵イメージンテンシファイヤーを用いて、電極間の発光が最初に認められたときの値とした。

アルカリ金属蒸気の導入前は、80MHz から 200MHz にわたって、電圧の測定が可能である 1.5kVp-p まで、放電は生じなかった。ところがアルカリ金属蒸気の導入後は、マルチパクタリング放電が電極間で発生した。これは、アルカリ金属蒸気によって、電極表面の二次電子放出比が増し、マルチパクタリング放電の発生条件が満足されたためと思われる。

図 5-37 および図 5-38 は、高周波の印加される側の電極が、それぞれステンレスと

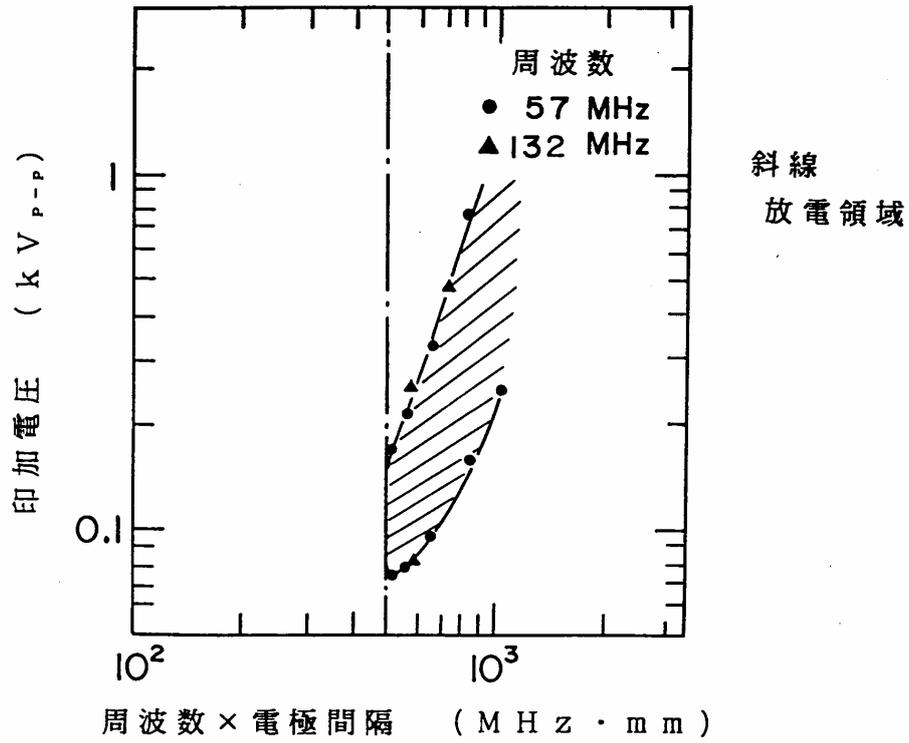


図 5-37 ステンレス電極—ステンレス電極の場合のマルチパクタリング放電特性

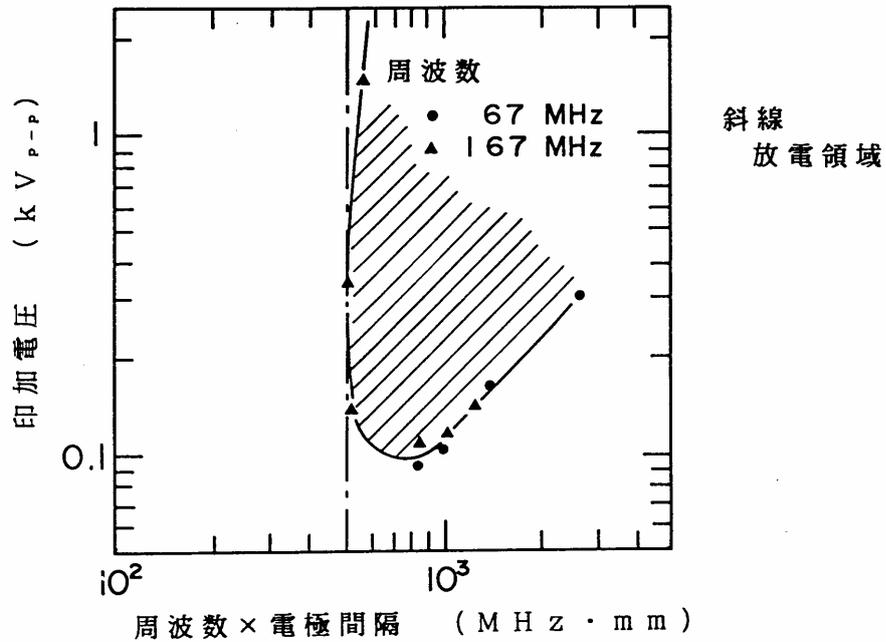


図 5-38 ステンレス電極—ガラス面板の場合のマルチパクタリング放電特性

ガラスの場合の放電特性を示す。両方の特性は似ており、斜線で示した領域で放電が観察された。周波数×電極間隔が  $500\text{MHz}\cdot\text{mm}$  以下、すなわち  $160\text{MHz}$  で、 $3\text{mm}$  より小さい間隔では、 $1.5\text{kVp-p}$  までの電圧範囲では放電は発生しなかった。これは、シンクロスキャン動作で用いようとしている最大の掃引周波数の  $160\text{MHz}$  で、電極の間隔が  $3\text{mm}$  以下なら、問題ないことを示す。

## (2) 放電の防止対策

(1) で述べた実験から、シンクロスキャン動作で用いようとする掃引周波数範囲で、マルチパクティング放電が生じないようにするには、偏向電極および、その周辺部にアルカリ金属蒸気が付着しないようにする方式と、各電極間隔を  $3\text{mm}$  以下にする方式が考えられる。

最初に、前者の方式を試みた。図 5-39 に示すように、陽極の開口の位置に、可動シャッターを設け、アルカリ金属蒸気の導入される光電面作成時には、ここを閉めておき、高濃度のアルカリ金属蒸気が偏向電極に付着しないようにした。光電面を作成し、管を排気台から切り取って後、シャッターを移動して、光電子が蛍光面に到達できるようにした。測定の結果、掃引周波数が  $160\text{MHz}$ 、掃引電圧が測定上限の  $1.5\text{kVp-p}$  まで、マルチパクティング放電が無いものができたが、なかには、掃引周波数が約  $100\text{MHz}$  以上、掃引電圧が数百  $\text{Vp-p}$  以上のシンクロスキャンカメラの動作範囲でも、放電が生じるものがあった。これはシャッターの密封性にばらつきがあり、不完全なものではアルカリ金属

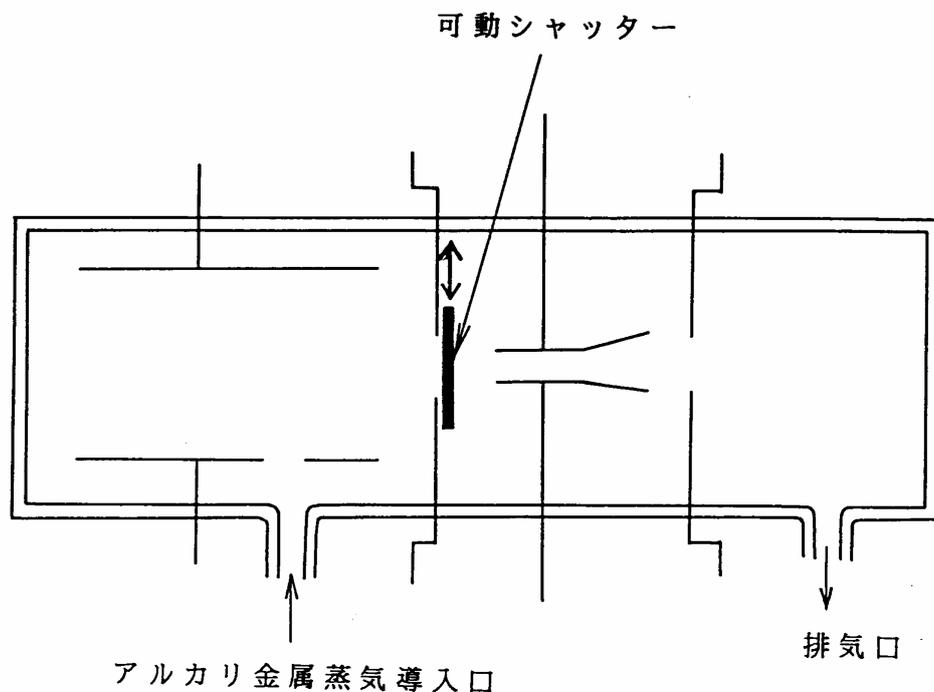


図 5-39 偏向電極部へのアルカリ金属蒸気付着防止実験管

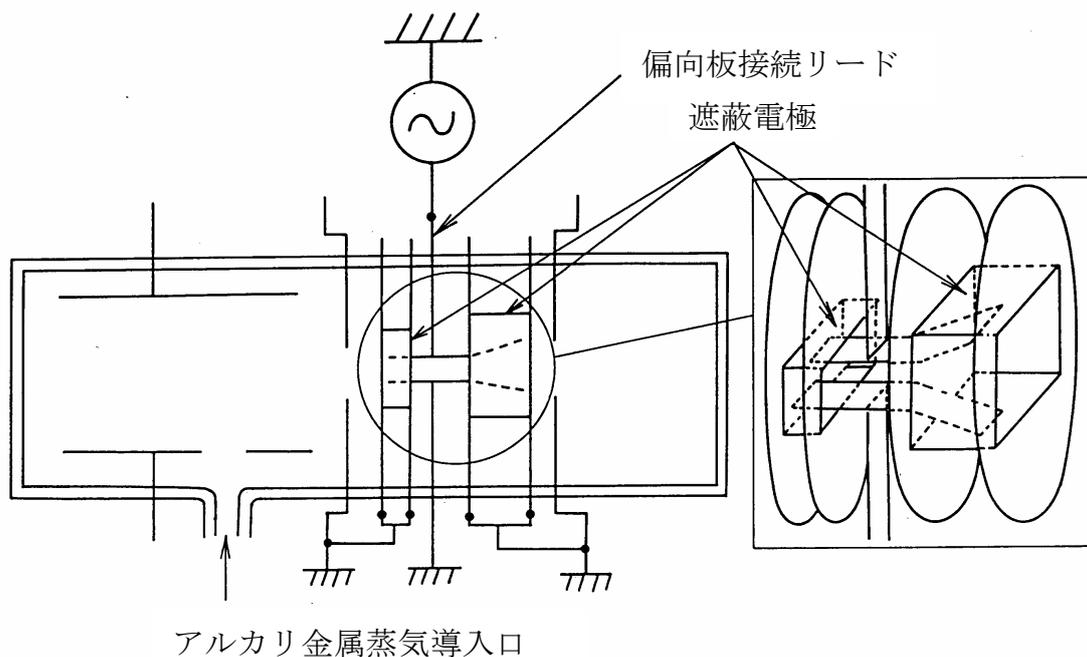


図 5-40 偏向電極と他電極やガラス管壁との間に遮蔽電極を設けた実験管

蒸気が漏れ出したためと思われる。一方、放電が生じない管では、数ヵ月後に光電面感度が下がるものも発生した。これは、シャッター開放後に、管内のアルカリ金属蒸気の非平衡により、光電面からシャッター以降の部分へ、Cs などのアルカリ金属の移動が生じたためである<sup>11)</sup>。

次に、マルチパクタリング放電防止の対策として、後者の方式を試みた。この場合は、高周波の印加される偏向板および、それへの接続リードと他電極やバルブ壁との間隔を、すべて 3 mm 以下にする必要がある。しかし現実には、偏向板間隔は、偏向された光電子流が偏向板に衝突しないように、入力側 4mm、出力側 7mm としており、これ以上狭くできない。

一方、先の実験結果は、直径 36mm の円板を平行に配置した理想的な場合であり、現実には、高周波の印加される偏向板とその接続リードの表面積は、もっと小さく、また、対向する電極やガラス面もこれらと平行とは限らず、このような場合、増培過程で、電子の他空間への漏れも考えられ、マルチパクタリング放電は、そのぶん起こりにくくなると考えられる。

そこで、3mm という値は目安として、図 5-40 に示すように、高周波の印加される偏向板と他電極やガラスバルブ壁との間に遮蔽電極を設け、できるだけ、その偏向板との間隔が大きくなるようにした実験管を製作した。この場合も、光電面作成時の条件でアルカリ金属蒸気を管中に送り込み、放電の試験を行った。この結果、掃引周波数が 160MHz、掃引電圧が測定上限の 1.5kVp-p まで放電は生じなかった。しかし、偏向電極部をこの形状に置き換えたストリーク管を製作し、カメラに実装したところ、高周波電圧

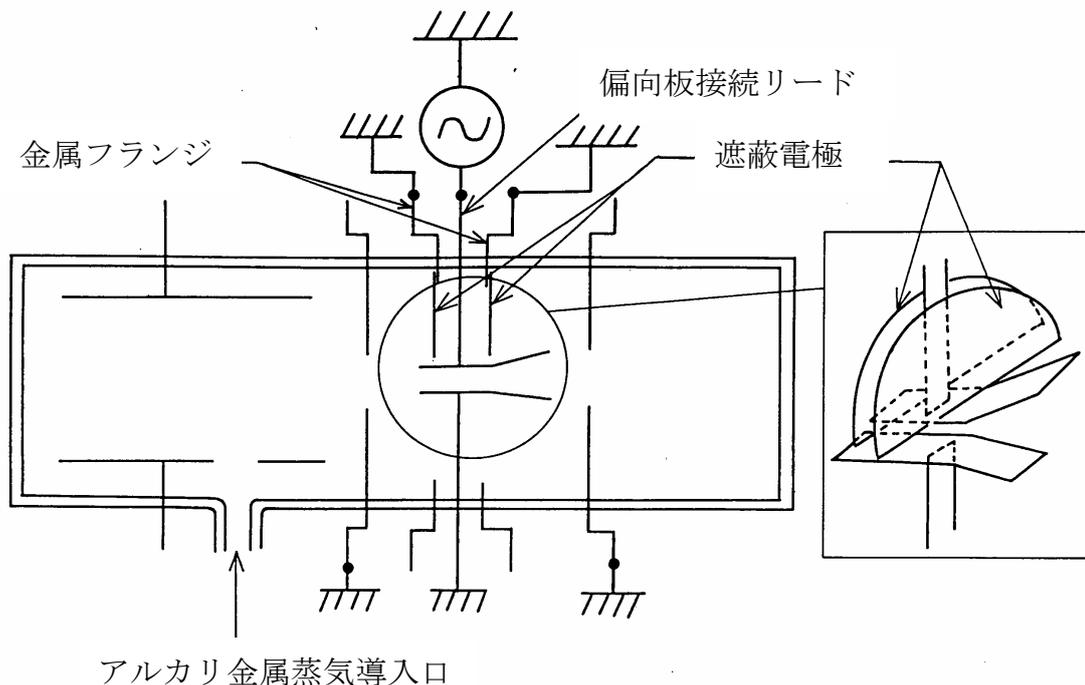


図 5-41 遮蔽電極を簡素化した実験管

を印加する偏向板と他電極間の静電容量が  $5\text{pF}$  と大きくなり、カメラの偏向パワーが不足した。

このため、放電が生じない範囲で、できる限り遮蔽電極を簡素化し、静電容量を小さくすることを試みた。この結果、図 5-41 に示すような、2 枚の半円状の遮蔽電極だけでも、動作範囲で放電が生じないことがわかった。これは、実際の複雑な形状の電極配置において、マルチパクタリング放電を成長させる通路にあたる部分を、効率よく遮断したためと考えられる。図 5-41 の構造を適用して、管を試作しカメラに実装したところ、静電容量は  $3.5\text{pF}$  と小さくなり、偏向パワー不足の問題も解決した。この対策を用いたシンクロスキャンストリーク管の構造、特性などについては、別途 7.1 に記すので参照されたい。

### 5.3 クロストーク特性<sup>7)</sup>

同時多チャンネル計測や蛍光寿命の計測では、図 5-42 に示すように隣接領域間にクロストークが存在すると、計測精度が落ちてしまう<sup>12)</sup>。クロストークを低減するためには、まず、クロストーク特性の正確な評価方法の確立とその発生メカニズムの解明が必要である。クロストークはカメラの動作条件により変化するので、その定量的な評価は線広がり関数 (Line Spread Function : LSF) の測定により行う。そこで、LSF の精密な測定法を考案し、C1587 ストリークカメラ<sup>13)</sup> (5ps シンクロスキャンストリーク管<sup>4-6)</sup> :N1643

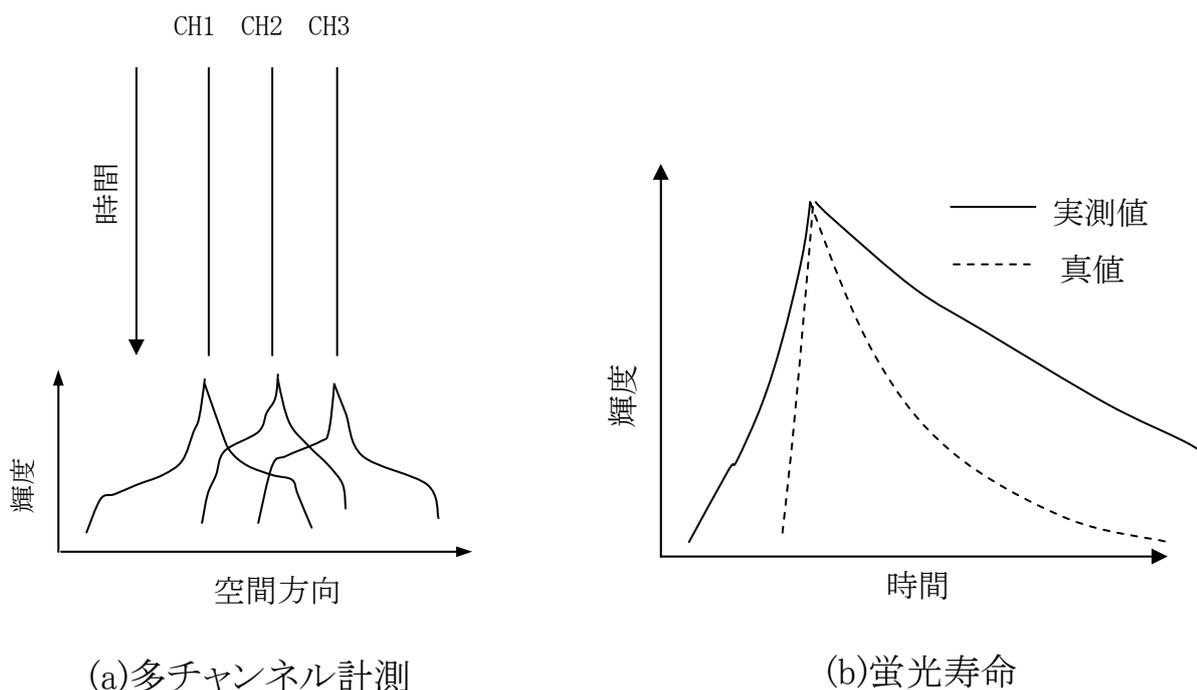


図 5-42 クロストークによる計測精度の低下

を組み込み) の LSF を測定した。次にクロストークの発生のメカニズムを知り、その改善を図るために、管の構造を変えた複数の実験管を製作し、それらの LSF を求めた。その結果、クロストークの主な発生源は加速メッシュ電極による入射光の反射・散乱による光電面へのフィードバック、MCP-蛍光面間の電子散乱、出力ガラス窓内での光散乱であることがわかった。それに基づき、これら各項目に対して改善対策をした管を試作し、良好な特性を得ることができた。

### 5.3.1 C1587 ストリークカメラの LSF とその測定法

まず、最初に従来の管を組み込んだ C1587 ストリークカメラのクロストーク特性を知るために、その LSF を測定した。そのカメラのクロストーク特性に関する仕様を表 5-4 に示す。図 5-43 は、このカメラの LSF を高精度で測定するために特に工夫した測定系を示す。光学スリットが 500nm の干渉フィルターを通して W ランプにより照射される。3:1 の入力光学系により、そのスリット像が光電面上に、偏向板に平行な線状光 ( $20\mu\text{m} \times 1.7\text{mm}$ ) として結像される。LSF の特性は、この線状光の長さによって変化するので、今回得られた結果を他の結果と比較する時は、その点を注意する必要がある。ストリークカメラは、フォーカスモード (無掃引状態) で動作され、線状入力光に対応する出力像が蛍光面上に生じる。この像が 1:1 の出力光学系で再結像される。その結像位置にコア径が  $80\mu\text{m}$  の光ファイバーを 8 本直線状に束ねたものを出力線状光に平行に配置し、出力線状光に垂直に機械的走査をする。ファイバーの另一端は PMT に接続されその出力

表 5-4 C1587 ストリークカメラのクロストーク特性に関する仕様

入力光学系	3:1 タンデムリレーレンズ
ストリーク管	N1643
光電面	S-20
加速電極	スリット (0.5mm×6mm) 電極付きメッシュ
集束電子光学系拡大率	2.3
蛍光面	P-20
出力窓	ガラス面板
出力光学系	1:1 タンデムリレーレンズ

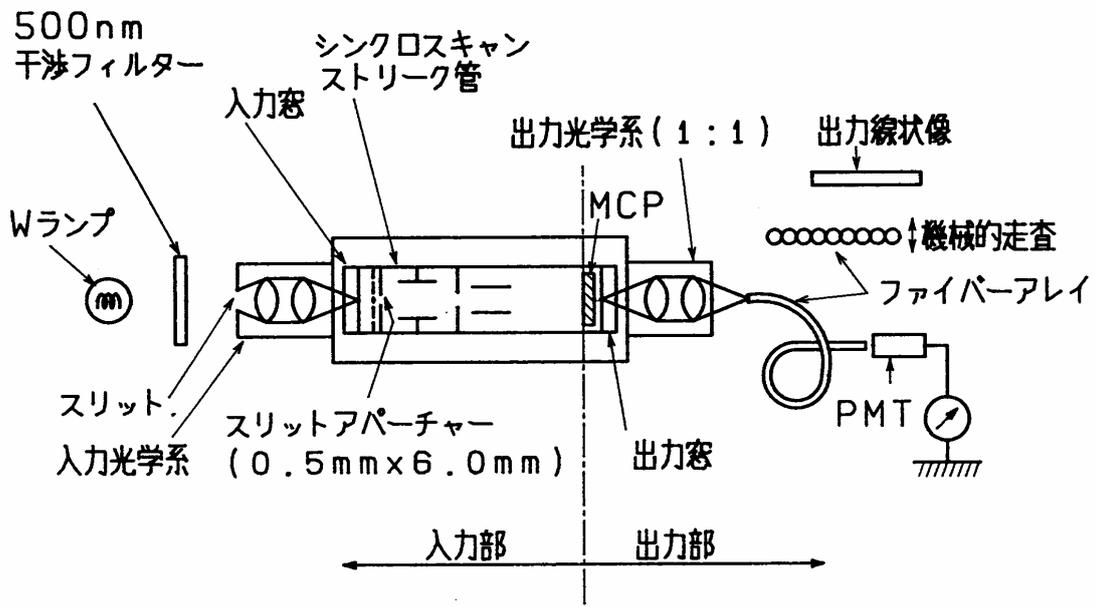


図 5-43 シンクロスキャンストリークカメラの LSF の測定系

を記録すれば、出力像の LSF を取得できる。このようにファイバーアレイを用いることにより、検出器と計測対象光像との干渉を最小限に抑えることができる。ただし、この方法で得られた LSF は、ファイバーのコア径  $80\mu\text{m}$  の空間広がりが含まれる。得られた LSF を図 5-44 に示す。管は  $0.5\text{mm}\times 6\text{mm}$  の制限スリット付き加速メッシュ電極、MCP 内蔵、ガラス面板出力窓を使用している。ピーク値から約 2 桁と約 3 桁下がったところの 2 箇所フレアがあるのがわかる。これらのフレアは、カメラのダイナミックレンジを制限し、クロストーク発生の原因になる。

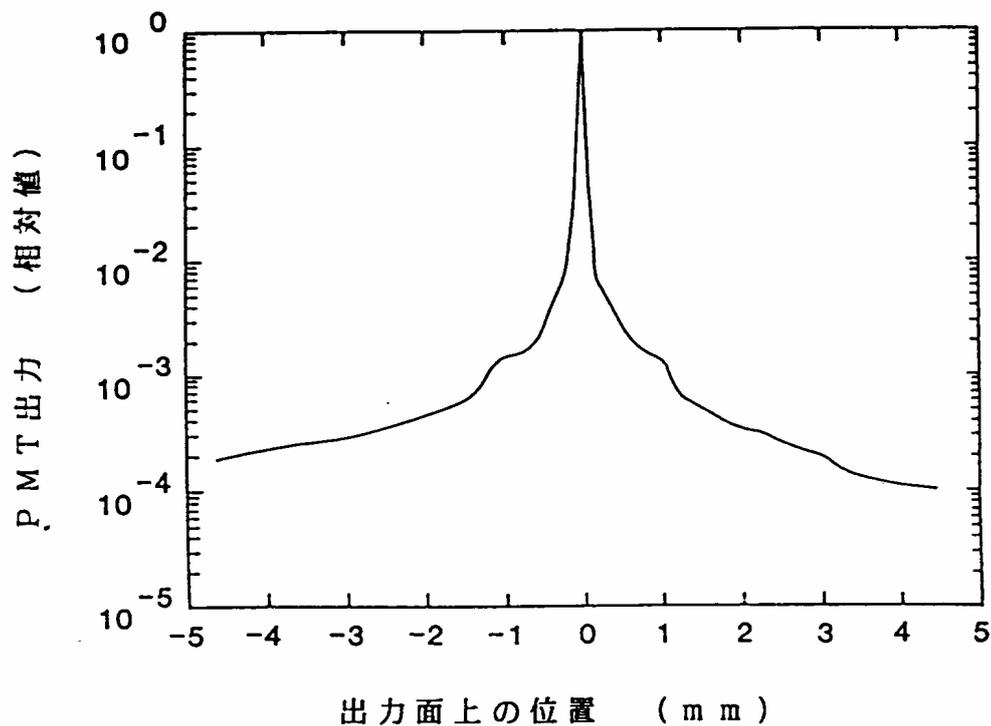


図 5-44 従来のシンクロスキャンストリークカメラの LSF

### 5.3.2 クロストーク発生メカニズムとその改善

クロストークがどこで如何に発生するかを見出すために、ストリークカメラの各部に分けて検討する必要がある。クロストークの発生源としては、以下のものが考えられる。

- ① 入力光学系内での光散乱
- ② 入力光学系—管の入力窓間の光散乱
- ③ 管の入力窓内での光散乱
- ④ 加速メッシュ電極による光散乱
- ⑤ 電極による電子散乱
- ⑥ 蛍光面による電子散乱
- ⑦ 蛍光面内での光散乱
- ⑧ 管の出力窓内での光散乱
- ⑨ 管の出力窓—出力光学系間の光散乱
- ⑩ 出力光学系内での光散乱

上記のそれぞれのクロストーク特性への寄与の度合いを知り、その低減を図るため、各部の LSF の測定を行うとともに、構造を変えた複数の実験管の LSF を測定した。

#### (1) 入力部

入力光学系のスリット像の結像位置に先述したファイバーアレイを置き、その LSF を測

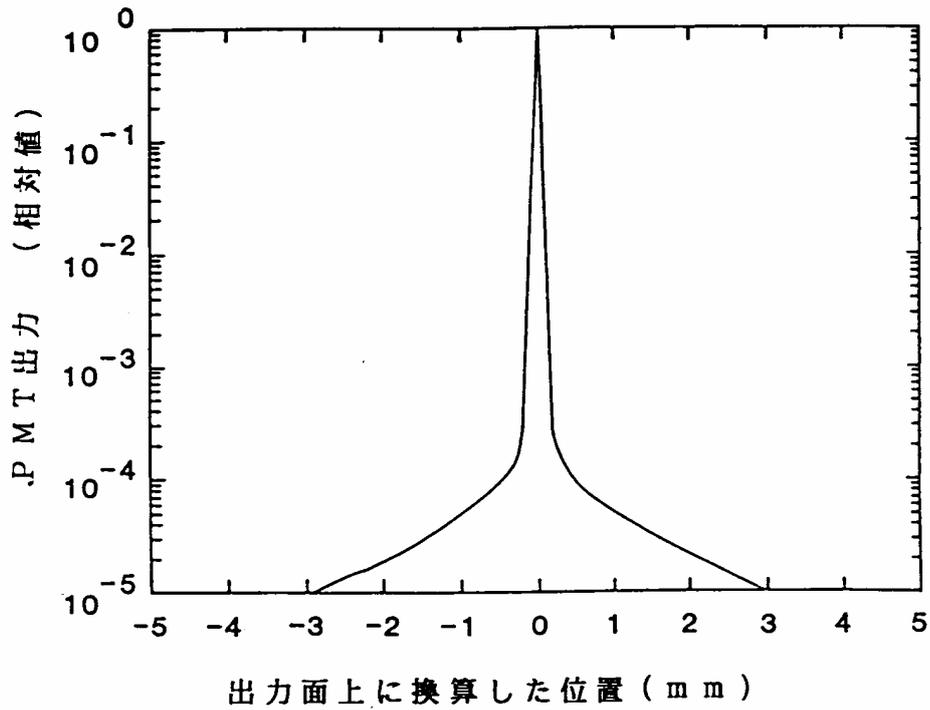


図 5-45 入力光学系の LSF

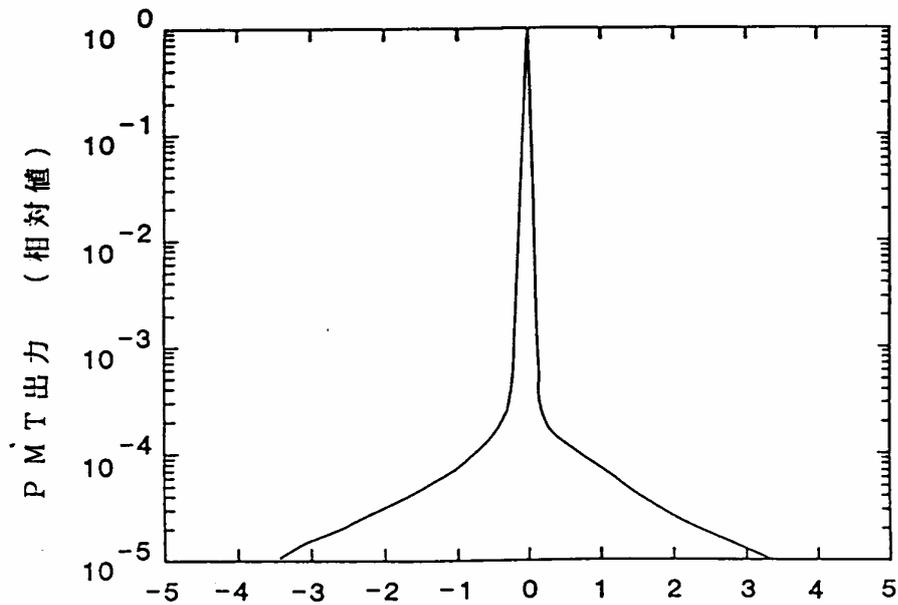


図 5-46 入力光学系と入力窓を結合したものの LSF

定した。図 5-45 は、その結果を示す。非常に良い特性で、ここにはクロストーク特性劣化の原因はない。次に、入力光学系の結像位置にストリーク管の入力ガラス窓を置いてそこに密接してファイバーアレイを置き、その LSF を測定した。図 5-46 は、その結果を示し、図 5-45 とほぼ同じ良い特性である。この窓には、光電面が付いておらず、付くと反射率が約 8 倍上がる<sup>14)</sup>が、図 5-46 のフレアーが仮に 8 倍となっても図 5-44 のフレア

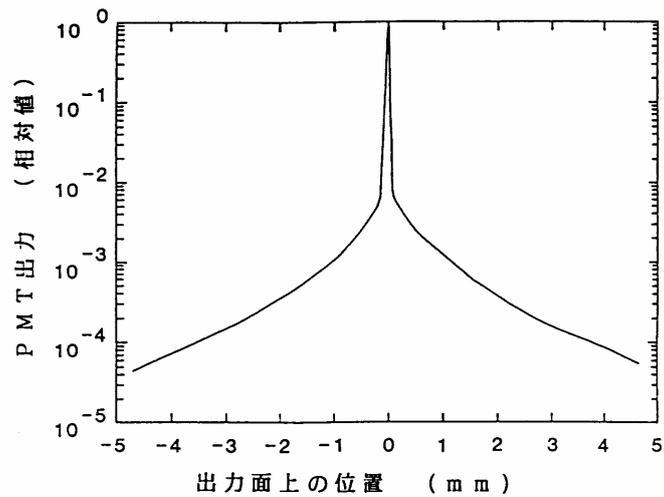
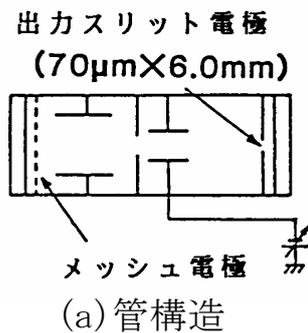


図 5-47 出力スリット電極を持つ管の LSF

一より非常に低く、問題にならない。

MCP-蛍光面からなる出力部のクロストークへの寄与を除去して、MCP 入力面における LSF を測定するために、図 5-47(a)に示すように、MCP の代わりにその位置にスリット電極 (70 $\mu$ m $\times$ 6mm) を設けた管を製作した。加速電極は制限スリットの付いていないメッシュ電極である。出力部のスリット電極上に結像された線状光電子像が、偏向板に静的な偏向電圧を印加することにより偏向された。スリットを通り抜けた光電子は蛍光面を衝撃し、その発光を PMT で測定した。同図(b)はその結果を示す。横軸は、偏向感度と印加した偏向電圧からそれに対応する出力面上の位置に換算したものである。入力光学系に管の入力窓を結合した系の LSF に比べてフレアーが大きく増加している。これより、フレアー増加の原因が、メッシュ加速電極-出力部のスリット電極間にあることがわかる。その原因としては、例えば、メッシュ電極による散乱光の光電面へのフィードバックが考えられる。そのようなフレアーは、加速電極に狭いスリットを付けることによりフィードバック光による光電子がカットされ、除去できると思われる (図 5-24 参照)。そこで、図 5-48 (a) に示すように、従来管の 0.5mm 幅の制限スリットを 70 $\mu$ m に狭くしたメッシュ電極と出力部にもスリット電極を設けた管を製作した。同図 (b) はその測定結果を示す。これより、MCP 入力面までのフレアーの原因は、メッシュ電極による光散乱であり、それは狭いスリット電極を用いることにより非常に効果的に除去できることがわかった。また、メッシュ電極、陽極、偏向板による電子散乱は入力部におけるフレアー発生 の主な原因とはならないこともわかった。

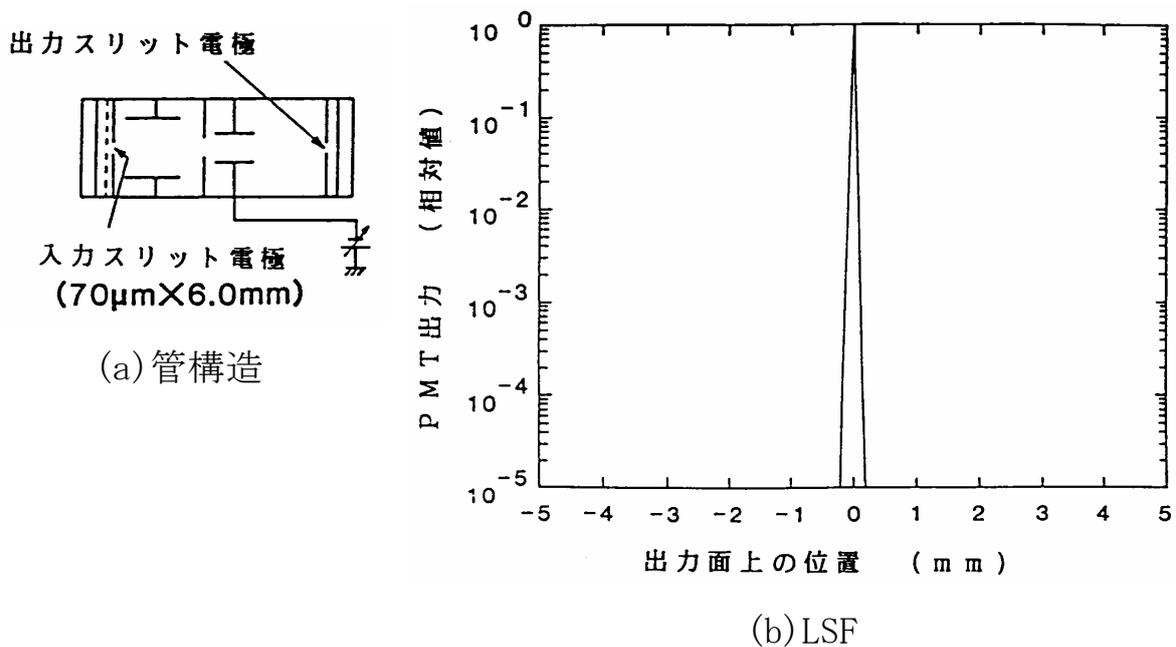


図 5-48 70 $\mu$ m 入力スリット電極と出力スリット電極を持つ管の LSF

## (2) 出力部

MCP 以降でのクロストーク特性を調べるために、図 5-49 (a) に示すように 70 $\mu$ m 制限スリット付き加速メッシュ電極を持ち、出力部は従来の MCP-蛍光面-ガラス出力窓からなる管を試作した。この管の LSF を図 5-43 に示した系で測定した。同図 (b) は、その結果を示す。図 5-48 (b) に示されるように入力部で生じるフレアーはほとんどないのに、図 5-49 (b) では再びフレアーが現れている。これより、出力部にもフレアーの発生要因があることがわかる。

このフレアーを低減するために図 5-50 (a) に示すように、図 5-49 (a) の実験管の出力窓を、ガラス面板からオプティカルファイバプレートに変えた管を製作し、その LSF を測定した。

その結果を、同図 (b) に示す。フレアーは図 5-49 (b) のものの約半分に改善され、ガラス面板内での光散乱による成分があることがわかった。しかし図 5-48 (b) に比較して、図 5-50 (b) には、まだ大きなフレアーがある。一方、ファイバー出力窓と出力光学系の部分では、このようなフレアーは生じないことは実験により確認した。そこでこのフレアーは、MCP か蛍光面、あるいはその相乗効果により生じている可能性がある。

図 5-51 (a) に示すように 70 $\mu$ m 制限スリット付き加速メッシュ電極を持ち、MCP を内蔵していない管を製作した。同図 (b) はその LSF を示す。そのフレアーは図 5-49 (b) のものより非常に小さくなった。これより蛍光面自体はフレアーの発生要因でなく、MCP-蛍光面間の光散乱または電子散乱が疑われる。

そこで原因を特定するために、図 5-50 (a) の実験管で、MCP と蛍光面間の加速電圧をパラメータにして、LSF を測定した。その結果を、図 5-52 に示す。加速電圧が大きく

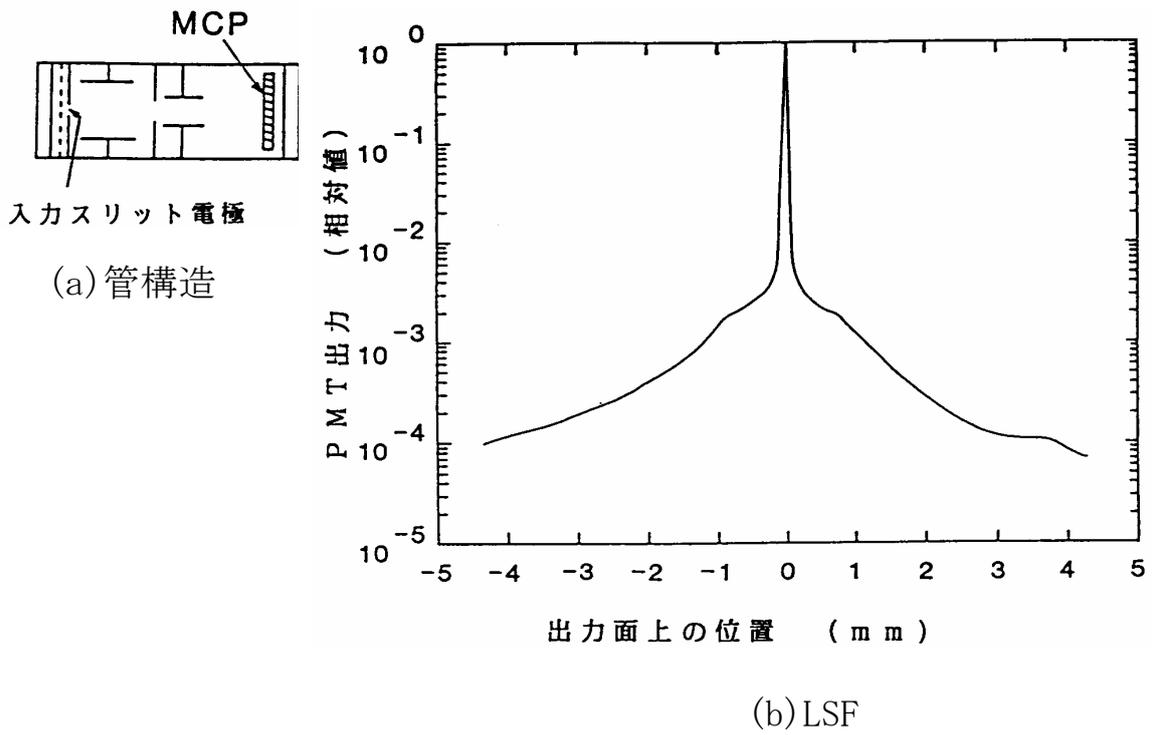


図 5-49 70  $\mu$ m 入力スリット電極と MCP を持つ管の LSF

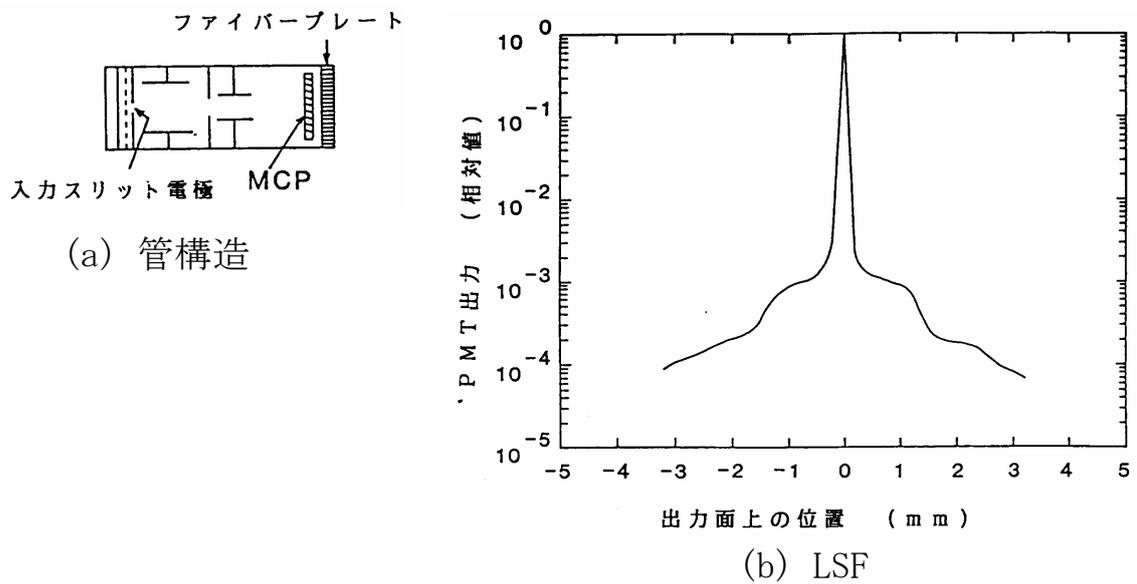
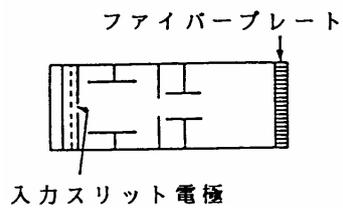
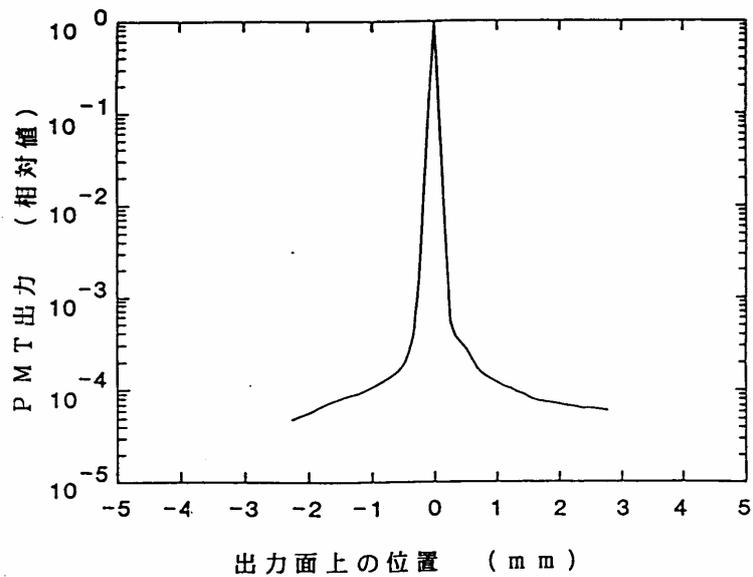


図 5-50 入力スリット電極、MCP、出力ファイバープレート窓を持つ管の LSF



(a)管構造



(b)LSF

図 5-51 入カスリット電極、出力ファイバプレート窓を持つ管 (MCP 無し) の LSF

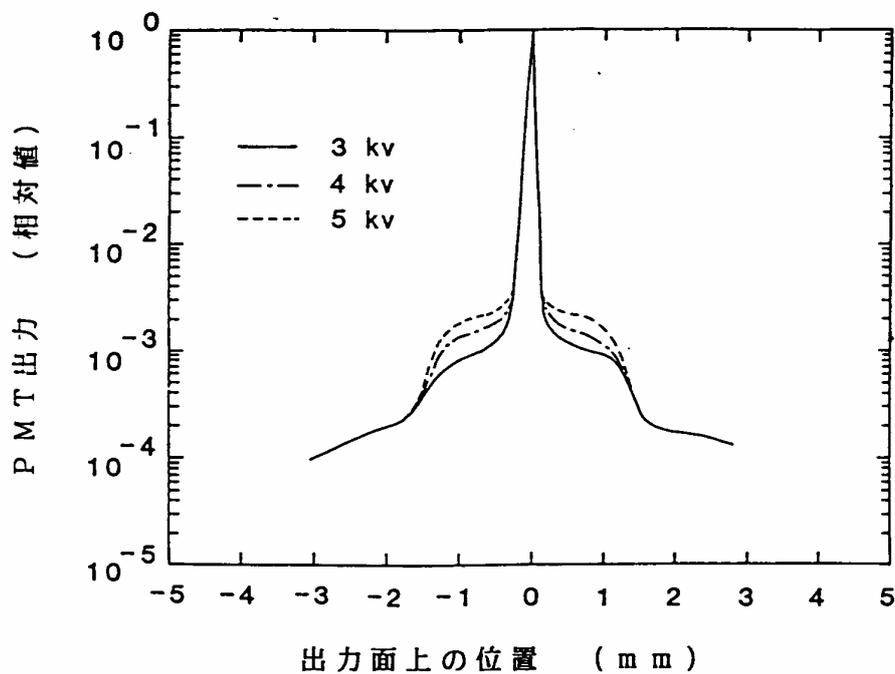


図 5-52 入カスリット電極、MCP、出力ファイバプレート窓を持つ管の LSF の MCP 出力-蛍光面間加速電圧依存性

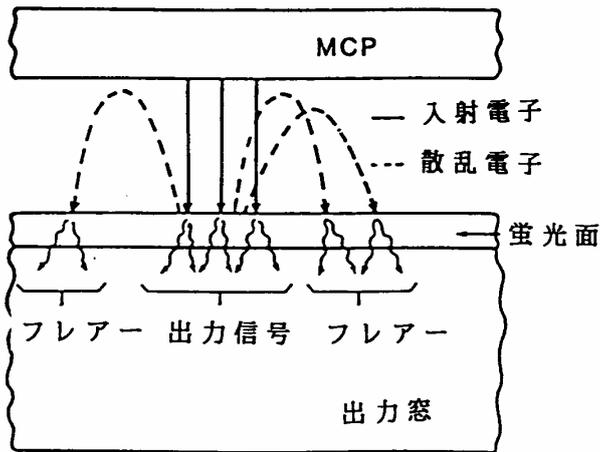


図 5-53 散乱電子によるクロストーク発生

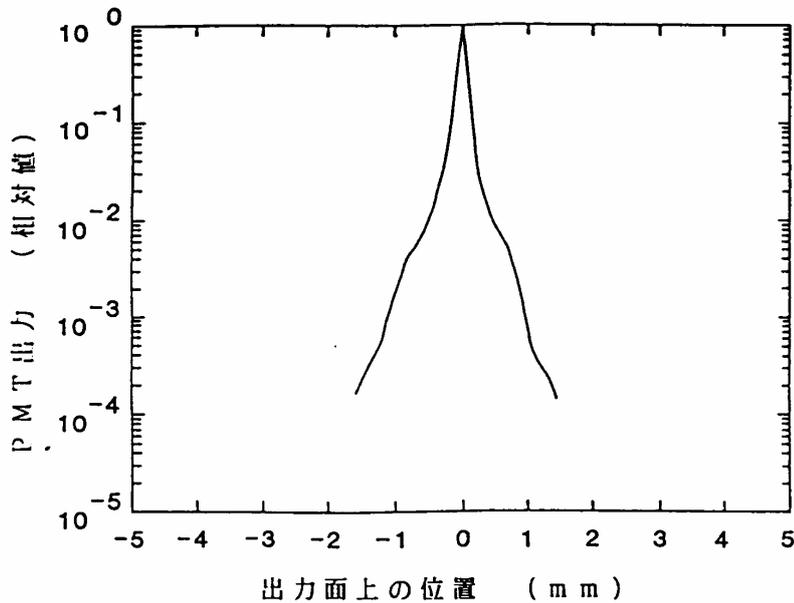


図 5-54 MCP 無しストリーク管と MCP 内蔵 I. I. を結合したものの LSF

なると、フレアーが大きくなる。もし、光散乱が原因なら、フレアーの大きさは、加速電圧に依存しない。従って、フレアーの原因は、電子散乱ということになる。図 5-53 は、MCP-螢光面間の電子散乱によるクロストーク発生の様子を示す。螢光面に高速で入射した電子の内、一部が少しエネルギーを失っただけで、入射側に反射、散乱されると、MCP-螢光面間の電界で再び螢光面側に戻され螢光面に降りかかりクロストークが発生する。一方、MCP を内蔵していない管では、図 5-51 (b) のように特性は非常に良いが、感度が足りないので、MCPI. I. を結合する必要がある。図 5-54 は MCP を内蔵していないストリーク管と近接型 MCPI. I. (ITT F4769P) を結合した時の LSF で図 5-44 に示される従来の MCP 内蔵ストリーク管の LSF より悪い特性である。これは、結合方式の方が、I. I. の光電面板と MCP 表面の間の光散乱によるフレアーと、I. I. の MCP-螢光面間の電子散乱による

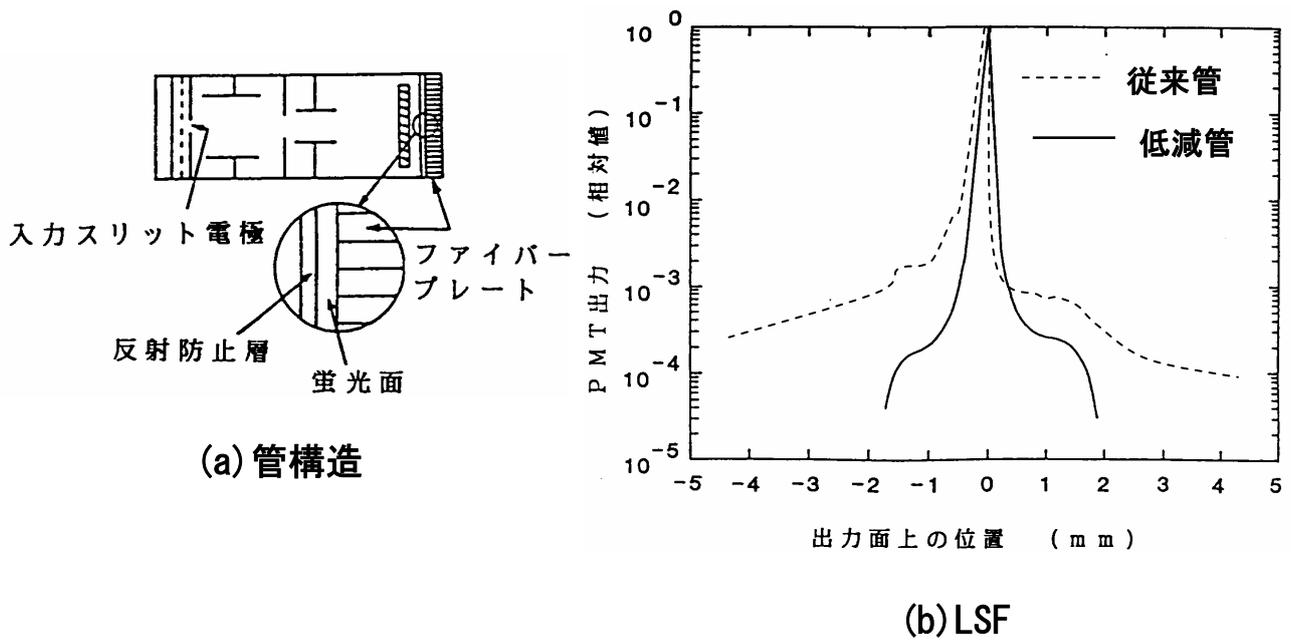


図 5-55 入力スリット電極、MCP、出力ファイバープレートを持ち蛍光面に電子反射防止膜を付けた管の LSF

表 5-5 クロストーク発生の主要原因とその低減対策

主要原因	低減対策
加速メッシュ電極による散乱光の光電面へのフィードバック	スリット加速電極の採用
出力ガラス窓内で生じる光散乱	オプティカルファイバープレートの採用
蛍光面により反射、散乱された電子の蛍光面への再入射	蛍光面表面への電子反射防止膜の付着

フレアーが足し合わされるため、より大きなフレアーとなるからである。

最後に図 5-55(a)に示す管を製作した。蛍光面が高速電子に対する反射防止膜で覆われている。同図(b)はその LSF を示す。反射防止膜のない図 5-50 (b) に比べて、フレアーは4分の1に減少した。一方、蛍光面の発光効率は従来のものと同等であった。

こうして、図 5-44 に示される従来の管のフレアーに対しては、フレアーは一桁近く低減できた。

表 5-5 に、本研究で明らかになったクロストーク発生の主要原因とその低減対策をまとめて示す。

## 参考文献

- 1) 木下勝之、鈴木誠、鈴木義二：テレビ全大, 3-13, p. 89 (1979))
- 2) 木下勝之、鈴木誠、鈴木義二：テレビジョン学会技術報告 ED467, 1PD46-5, p. 25 (1979)
- 3) K. Kinoshita and Y. Suzuki: Proc. of the 14th Int. Congr. High Speed Photography and Photonics (ICHSP), Moscow, p. 159 (1980)
- 4) 篠田和憲、木下勝之、鈴木義二：テレビ全大, 3-5, p. 57 (1982)
- 5) K. Kinoshita, K. Shinoda, Y. Suzuki : Proc. of the 15th ICHSPP , San Diego, SPIE, Vol. 348, p. 227 (1982)
- 6) 木下勝之、篠田和憲、鈴木義二：応用物理 第 57 卷 第 5 号, p. 774 (1988)
- 7) Y. Inagaki, K. Kinoshita, K. Oba, Y. Tsuchiya: Proc. SPIE, Vol. 981, High Speed Photography, Videography, and Photonics VI, p. 55 (1988)
- 8) Ronald L. Bell: IEEE Trans, ED-22, No. 10, p. 821, (1975)
- 9) 玉河元: 電気学会雑誌, 第 76 卷, p. 1167 (1956)
- 10) I G Haig: Vacuum Vol. 32, p. 141 (1982)
- 11) 河村達郎、柳澤卓司：テレビジョン学会誌 第 36 卷, p. 216 (1982)
- 12) P. A. Jaanimagi, J. Duff, G. G. Gregory, R. L. Keck, M. C. Richardson, W. Seka, D. J. Bowley, S. Majumdar, and J. Wright: Proc. SPIE, Vol. 832, High Speed Photography, Videography, and Photonics v, p. 236 (1987)
- 13) Y. Tsuchiya, A. Takeshima, E. Inuzuka, K. Suzuki, M. Koishi and K. Kinoshita : Proc. SPIE, Vol. 491, p. 86 (1984)
- 14) H. Timan: IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 1 (1981)

## 第6章 高感度化および不可視領域への感度の拡張

従来のイメージンテンシファイヤー (I. I.) 結合型ストリーク管<sup>1)</sup>に対して、マイクロチャンネルプレート (MCP) を内蔵した高感度小型ストリーク管<sup>2-4)</sup>を試作し、I. I. を不要とし当時として世界最小のストリーク管の構成を可能にした。また、その特性の解析、評価を行い、前記両者を比較することにより、その得失を明確にした。

次に、MCP を複数枚用いることにより、フォトンカウンティング領域の撮像を可能とした<sup>5-8)</sup>。ここでは、光電面作成時のアルカリ金属蒸気による MCP の暗電流増加の問題があったが、アルカリ蒸気阻止シャッターによりそれを解決した。さらにこの手法を適用してフォトンカウンティングストリーク管を試作し良好な結果を得た<sup>9,10)</sup>。

また、ストリーク管の感度領域を可視光から軟X線、赤外線等の不可視光領域に広げた。そのために管体構造等の工夫を行った<sup>11-13)</sup>。さらに光のみならず中性子ストリーク管の検討を行い、その可能性を確認した<sup>14-17)</sup>。

### 6.1 MCP 内蔵小型ストリーク管<sup>2-4)</sup>

図 6-1 は、本研究が始まった 1974 年当時のストリーク管を用いた超高速光現象の測定の様子<sup>1)</sup>を示す。被計測光が非常に低レベルのことも多くあり、また 3.4. に詳しく述べたように入射光強度が大きくなると時間分解能が劣化するので、できる限りその強度を小さくして測定するため、ストリーク管の蛍光面に生じるストリーク像の明るさは非常

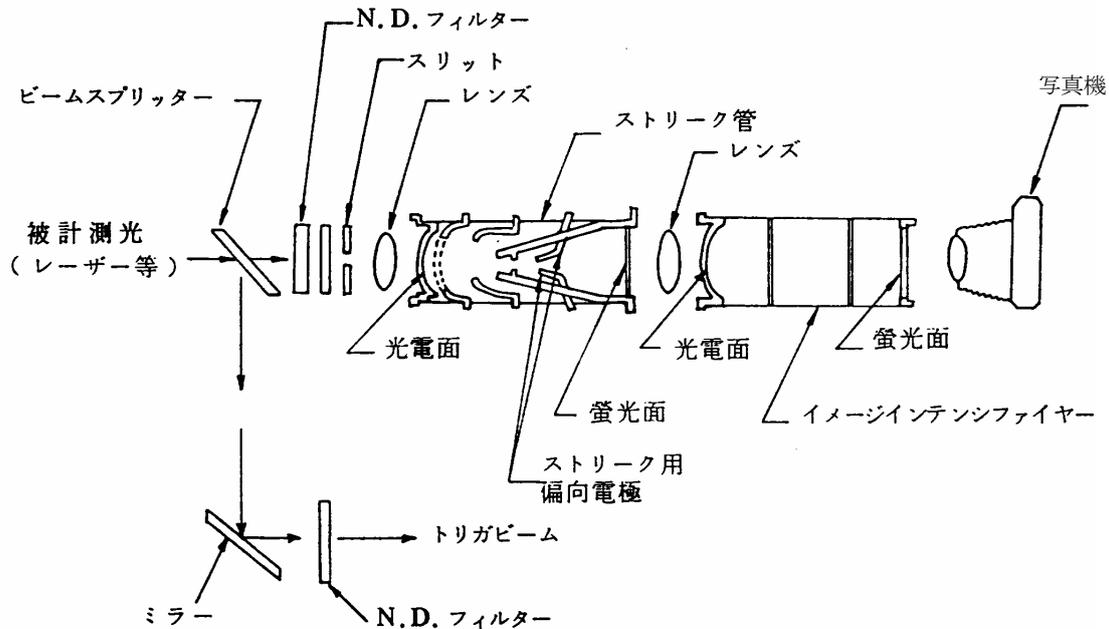


図 6-1 従来のストリーク管を用いた測定の様子<sup>1)</sup>

に微弱なものになる。そこで、I. I. を結合して光増幅し、十分、撮影できる明るさにしてから、フィルムに記録していた。この頃は、まだ小型の第2世代 I. I. (MCP を用いた近接 I. I.) がなく、多段カスケード型の大型の I. I. (全長約 250mm) が使用されており、光学結合のリレーレンズと合わせると非常に大型のものであった。また、ストリーク管自体も全長 312mm、最大径 126mm と大型で、加速電圧も 15~17kV と高く<sup>18)</sup>扱いにくいものであった。一方この頃、空間情報を保ったまま  $10^4$  倍近く二次電子増倍でき、かつ非常にコンパクトな MCP が入手できるようになった<sup>19)</sup>。そこで、ストリーク管に電子増倍作用を持つ MCP を組み入れることにより、ストリークカメラから I. I. を不要とすること、および管自体も小型で低加速電圧のものとするのを試みた。これにより非常に小型、かつシンプルで操作しやすいカメラが可能になる。

1974 年、MCP 内蔵ストリーク管を試作し、翌年、30ps の時間分解能を確認した<sup>2)</sup>。さらに、土屋等により掃引回路や時間分解能の評価技術が確立され、その管で 1978 年には 7ps の時間分解能まで確認された<sup>20)</sup>。管の大きさは全長 130mm、管径 52mm と、当時、最小といえるもので、加速電圧も 6.5kV と低くできた。後になって同じ頃、他でも MCP 内蔵ストリーク管を試作していた<sup>21)</sup>ことを知ったが、広く実用されるに至ったのは、本試作管のみである。この後、本研究では数多くの種類のストリーク管を試作していくことになるが、この管はその出発点となった。

また、この MCP 内蔵小型ストリーク管と I. I. 結合方式のストリーク管の特性を比較評価することにより、その得失を明確にできた。

### 6.1.1 内蔵 MCP の特性

1974 年当時、MCP の国産品はなく、入手先、価格の点でバリアン社製の外径 25mm、厚み 0.65mm のものを用いた<sup>19)</sup>。その仕様を表 6-1 に示す。チャンネルのピッチは、当時としては一番細かい  $15\mu\text{m}$  である。これが細かいほど空間分解能が良くなり、出力面上の線状像の幅が小さくでき、同一時間分解能を得るのに小さなストリーク速度(掃引速度)で済む。また、同じ径の MCP ならピッチが細かいほど空間情報量が多くなり、ストリーク管の場合は、光量の時間変化に関する情報をより多く扱うことができる。

表 6-1 MCP の仕様

外径	25mm
厚み	0.6mm
チャンネルピッチ	$15\mu\text{m}$
チャンネル径	$12\mu\text{m}$
有効径	18mm
チャンネルバイアス角	$5^\circ$
開口比	60%

有効径は 18mm で、同一ストリーク速度ではこれが大きいほど観測できる時間が長くなるが、高価格となり、掃引長も大きくなるので管が大型となる。結果論としてであるが、この有効径で各々のストリーク速度で決まる限界時間分解能の 100 倍以上の時間幅が観測できており、実用上満足できるものとなった。

MCP の入力面には、イオンフィードバック防止および入射電子散乱用の Al 薄膜は張られていない。その代わりチャンネルが MCP の面に垂直な方向に対して  $5^\circ$  のバイアス角

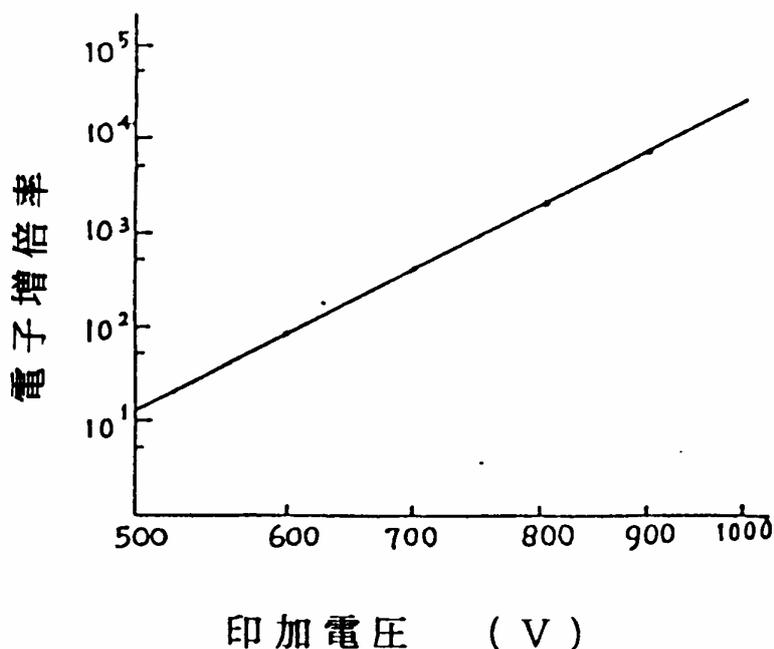


図 6-2 MCP 印加電圧と電子増倍率の関係

度をなしているものを使用した。MCP 内で発生するイオンの光電面へのフィードバックについては、Al 薄膜無しでも問題は生じなかった。これにはバイアス角の効果に加えて、管の電子光学系がインバーター型のため、MCP からイオンが光電面側に戻る場合でも、それが途中の小さなアパーチャーを有する陽極でトラップされてしまう効果も寄与していると思われる (図 6-7 参照)。電子散乱については、Al 薄膜が無くチャンネルのバイアス角度も付いていないと、光電面の中心から面に垂直に放出された光電子はチャンネルに平行に入射することになり、チャンネル壁にぶつからず突き抜けて蛍光面に直接入射する。MCP が非常に低利得で動作している時は、蛍光面に直接入射する電子の方がエネルギーが大きいので、この部分が白点となる。また、MCP が高利得で動作している時は、この部分が電子増倍されないので蛍光面上で黒点となる。バイアス角を大きくすればこの点は視野外に移動するが、MCP の価格が高くなり、またバイアス角の方向でチャンネルのピッチが荒くなって分解能が劣化するので、ここではバイアス角を小さめの 5° とした。バイアス角の方向を掃引方向に一致させると、光電子ビームの傾きが合った所で光電子の突き抜けが生じるので、バイアス角の方向を掃引方向に垂直とした。なお後には、MCP 入力面に 300 オングストローム程度の Al 薄膜を付着する技術が確立したので、これを用いることにより光電子のチャンネル突き抜けの問題は解決した。

MCP の開口比は大きいほど、光電子の利用率が良くなる。用いた MCP の開口比は 60% である。MCP への入射電子のエネルギーが 1keV の時の、MCP 印加電圧と電子増倍率の関係の代表例を図 6-2 に示す。900V で  $5 \times 10^3$  倍の電子増倍率が得られる。MCP の印加電圧を変えることにより、電子増倍率を大幅に変えることができ、広い強度範囲の光の測定

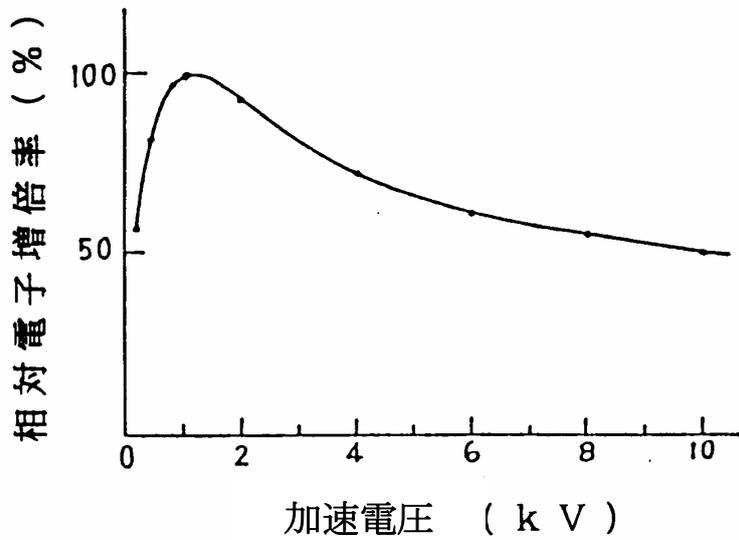


図 6-3 MCP 入射電子の加速電圧と相対電子増倍率の関係

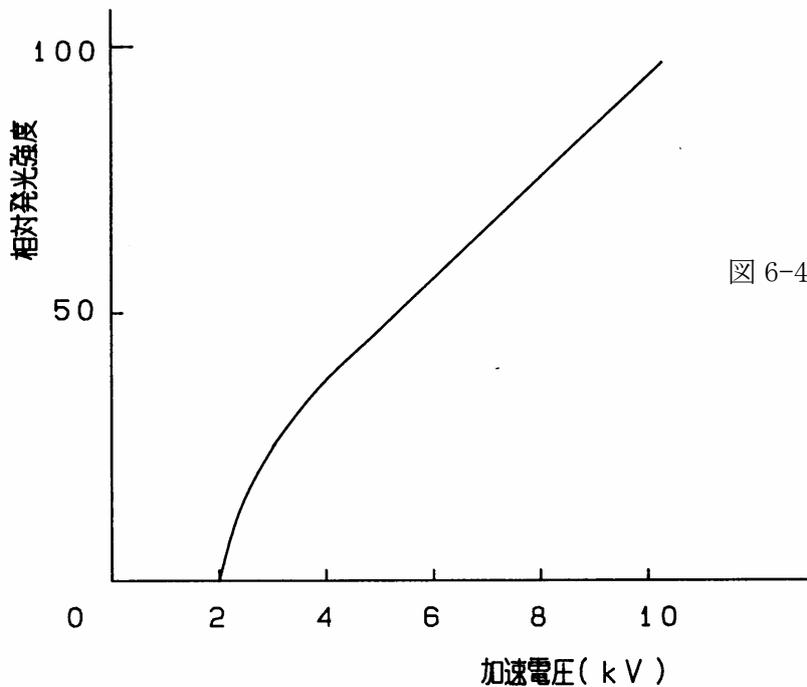


図 6-4 蛍光面入射電子の加速電圧と相対発光強度の関係

が可能となる。また 5.2.5 や 7.4.1 に述べるように MCP を光電子流のゲートに用いることもできる。MCP の電子増倍はかなりの揺らぎを伴い出力の SN 比に影響する (5.1 参照)。

図 6-3 は、MCP 入射電子の加速電圧と相対電子増倍率の関係を示す。加速電圧が 1kV 程度でピークがあり、その後なだらかに下がっていく。これは MCP に入射した光電子が、最初にその内壁に衝突して発生する二次電子放出比の加速電圧依存性による。図 6-4 は、蛍光面入射電子の加速電圧と相対発光強度の関係を示す。MCP は蛍光面に比べ比較的低い加速電圧で使用することができ、低加速電圧のストリーク管が可能となるのがわかる。低加速電圧では放電によるバックグラウンド上昇が無くなる他に、高い偏向感度が得られやすくなり、同一の偏向感度でよければ偏向電極と掃引面の距離を小さくでき管の全

長が短くできる。このことは後に小型シンクロスキャンストリーク管(7.1 参照)や、低い掃引電圧で駆動できる進行波型偏向電極を有するストリーク管(7.2 参照)の試作にも役立った。

### 6.1.2 管の目標仕様

表 6-2 の左欄に、当時使用されていた I. I. 結合方式のストリーク管の仕様<sup>18)</sup>を示す。ストリーク管を初めて試作するにあたり、これを参考に小型化し MCP を内蔵することにした。同表の右欄に試作管の目標仕様を示す。時間分解能は従来管と同等の 5ps とした。小型化については、全長、外径ともに従来品の半分以下、光電面一陽極間の加速電圧は扱いやすい 10kV 以下を目標とした。光電面の種類はまず可視用のものということで、高感度の得られやすい透過型 S-20 を選んだ。光電面の有効径については、当時はそれが重要な仕様となる同時計多チャンネル計測や時間分解分光計測(第 4 章)は念頭になく、1チャンネルの光が測定できれば良いと考え、特に目標設定はしなかった。

結像電子光学系の拡大率  $m$  については、3.2.2 に述べたように全長  $L$  が決まれば、小さな  $m$  では、掃引用偏向電極-MCP 間の距離が小さくなり偏向感度が悪くなり、掃引回路に負担がかかる。一方  $m$  があまり大きいと、出力面上の線状像の線幅が大きくなり、時間分解能が悪くなる。拡大率は従来品と同程度の約 3 とした。蛍光面については、現在は、ストリーク像の読み出しにもつばら TV カメラが使用されているが、当時はフィルム読み出しを想定し、その分光感度に良く適合する青色発光の P-11 とした。出力面の有効径については、当時 MCP の有効径 18mm により制約され、その範囲でできるだけ大きくすることにした。

表 6-2 従来管の仕様と試作管の目標仕様

項目	従来管仕様	試作管目標仕様
光増強方式	I. I. 結合方式	MCP 内蔵方式
時間分解能	~5ps	~5ps
全長	312mm	≤ 150mm
外径	126mm	≤ 60mm
光電面一陽極間加速電圧	16kV	≤ 10kV
光電面の種類	S-1, S-11, S-20 等	S-20
光電面の有効幅	8mm×9mm	特に定めず
結像電子光学系の拡大率	~3.5	~3
蛍光面の種類	P-11	P-11
出力面の有効径	75mm×40mm	~18mm

### 6.1.3 管の設計および試作

先述の目標仕様に従い管の設計と試作を行った。まず、5ps の時間分解能を得るための条件を 3.1.1. (1) に述べた従来の時間分解能の解析法を用いて求めた。

ストリーク管の時間分解能  $\Delta t$  は主として二つの時間広がりであり、次式で近似される。

$$\Delta t \sim \sqrt{\Delta t_{KD}^2 + \Delta t_F^2} \quad (6-1)$$

ここで  $\Delta t_{KD}$  は、光電面で同時に多数の光電子が放出された時、その光電子群が初速度分布を持つために、時間分解が行われる偏向電極に到達するまでに生じる走行時間広がり (s) である。 $\Delta t_F$  は、ストリーク管に線状光を入射した時、掃引していない状態 (以下フォーカスモードと呼ぶ) で、蛍光面上に生じる静止線状像の線幅に起因する時間広がりである。 $\Delta t$  を 5ps にするには、(6-1) 式より  $\Delta t_{KD}$ 、 $\Delta t_F$  をそれぞれ 3.5ps 程度とすればよい。

$\Delta t_{KD}$  の大部分は光電面－メッシュ電極間の低速部で生じ、次式で示される<sup>22)</sup>。

$$\Delta t_{KD} \sim \Delta t_{KM} \sim 2.34 \times 10^{-6} \times \sqrt{\Delta \epsilon} / E \quad (6-2)$$

ここで  $\Delta t_{KM}$  は光電面とメッシュ電極の間で生じる光電子の走行時間広がり (s)、 $\Delta \epsilon$  は放出光電子群の持つエネルギー分布の半値幅 (eV)、 $E$  は光電面とメッシュ電極の間の電界 (V/m) である。 $\Delta \epsilon$  は光電面の種類と入射光波長によって定まる。光電面を S-20、入射光を可視光とすると、 $\Delta \epsilon$  が一番大きくなるのは約  $0.4 \mu\text{m}$  の波長の時だが、当時 S-20 光電面の正確なデータが無かった。そこで図 6-5 に示す S-11 光電面のデータ<sup>23,24)</sup>等を参考に、 $\Delta \epsilon$  を安全を見込み大きめに設定して 1eV とした。光電面とメッシュ電極の間隔は、狭いほど低電圧でも大きな電界が得られ  $\Delta t_{KM}$  を小さくできる。しかし、後述するようにメッシュ電極を可動としたので、機械的精度の点からその間隔を 3mm にした。 $\Delta t_{KM}$  を 3.5ps にするには、これらの値を (6-2) 式に適用すれば、光電面－メッシュ電極間に 2kV 程度の電圧を印加すればよい。

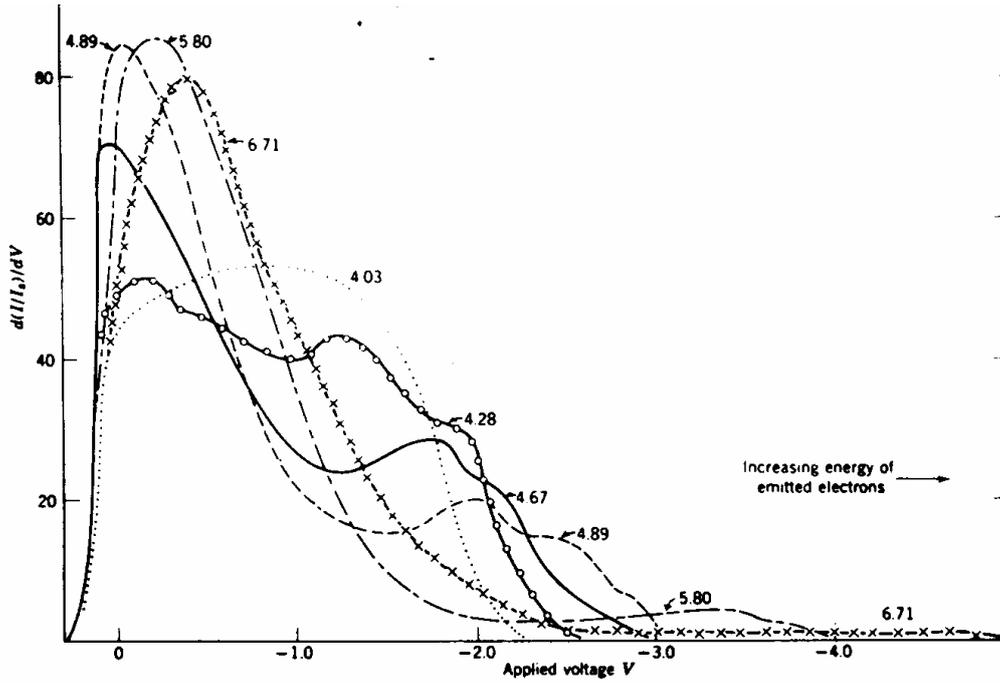
$\Delta t_F$  は次式で示される。

$$\Delta t_F = W_F / v \quad (6-3)$$

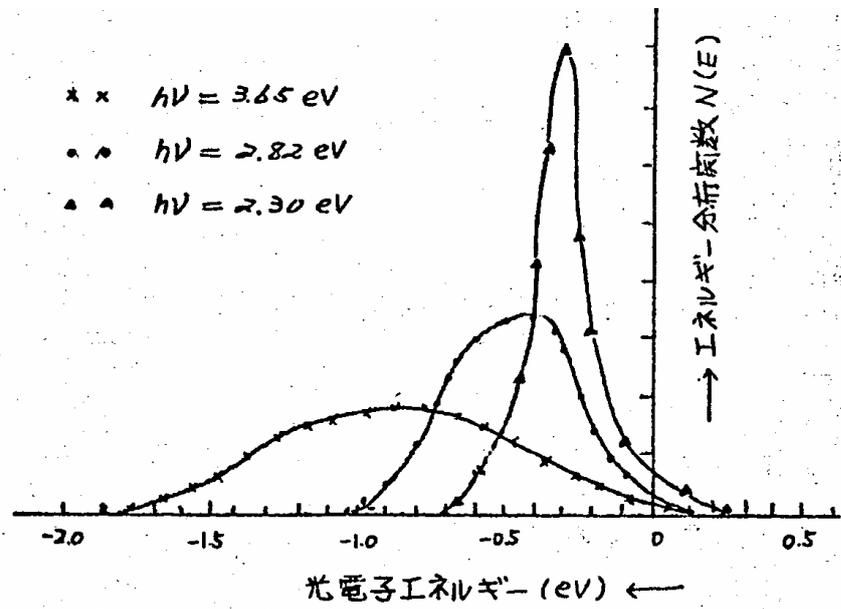
ここで  $W_F$  は、フォーカスモードにおける蛍光面上の線状像の掃引方向の半値幅 (m)、 $v$  はストリーク速度 (m/s) である。 $W_F$  は、次式で近似される。

$$W_F \sim \sqrt{m^2 \Delta l_0^2 + \Delta l_1^2} \quad (6-4)$$

ここで  $m$  は管の電子光学系の拡大率、 $\Delta l_0$  は入射線状光の掃引方向の半値幅 (m)、 $\Delta l_1$  は光電子ビームの電子光学系で生じるラインスプレッドの半値幅 (m) (MCP-蛍光面間



(a) データ 1<sup>23)</sup>



(b) データ 2<sup>24)</sup>

図 6-5 Cs<sub>3</sub>Sb 光電面から異なる光エネルギーにより放出された光電子のエネルギー分布

でのビーム広がりを含む) であり、また $\Delta l_0$ 、 $\Delta l_1$ ともにその強度プロファイルがガウス分布で近似できる範囲のものとする。mは目標仕様より3であり、 $\Delta l_0$ を十分小さくすれば $W_F \sim \Delta l_1$ となる。 $\Delta l_1$ はMCP内蔵管ではMCP内で増倍された電子ビームのMCP-蛍光面間でのビーム広がりが大部分となる。I. I. 結合方式のストリーク管では、蛍光面上の限界空間分解能が7lp/mmであり、I. I. を結合すれば全体の分解能はさらに劣化し、ストリーク管の蛍光面上に換算して6lp/mmとなっている<sup>25)</sup>。MCP内蔵ストリーク管では、I. I. 結合方式のストリーク管単体と同程度の7lp/mmを得ると仮定する。電子光学系のラインスプレッドの半値幅は、限界空間分解能の逆数にほぼ等しいので、 $W_F \sim 1.43 \times 10^{-4}$  (m) となる。従って、 $\Delta t_F$ を3.5ps程度にするには必要なストリーク速度vは(6-3)式より $4.1 \times 10^7$  m/sとなる。I. I. 結合方式の従来管ではアバランシェトランジスタクライトロン回路により、時間変化率4kV/nsの掃引電圧を得て偏向電極に印加している。これと同等の掃引電圧が得られるとして、偏向電極の偏向感度を $D_s$  (mm/kV) とすると、ストリーク速度vは次式で示される。

$$v = 4D_s \cdot 10^6 \text{ (m/s)} \quad (6-5)$$

これより $4.1 \times 10^7$  m/sのストリーク速度を得るには、約10mm/kVの偏向感度が必要である。偏向感度 $D_s$ は次式で示される。

$$D_s = L_D \left( \frac{L_D}{2} + L_{DS} \right) / (V_{KA} \cdot 2d) \quad (6-6)$$

ここで、 $L_D$ は偏向板の管軸方向の長さ (mm)、 $L_{DS}$ は偏向電極-掃引面 (MCP 入力面) 間の距離 (mm)、 $V_{KA}$ は光電面-陽極間の加速電圧 (kV)、dは偏向板の間隔 (mm) である。 $V_{KA}$ の目標仕様は10kV以下で、低いほど高圧回路の製作や管内外の放電対策の点で扱いやすく、かつ偏向感度も高くなる。一方、低過ぎると空間分解能の劣化や、メッシュ電極以降での光電子の走行時間広がり増加、空間電荷効果による時間分解能の劣化が問題となると想定されたが、当時、これらについての定量データは無かった。このため設計では $V_{KA}$ を10kVとし、管製作後、耐圧を評価して10kVに近い値を選ぶことにした。偏向電極に関しては、従来管では長さ $L_D$ は19mmであるが、電気応答の点で小さい方が望ましい。間隔dは小さい方が偏向感度が良くなるが、あまり小さくすると光電子ビームを掃引面の端に偏向する時、偏向板にぶつかったり近付き過ぎて、端効果により時間分解能が劣化することが考えられる (図3-3参照)。

上記の検討を基に試行錯誤を繰り返し、管の電子光学系の諸寸法を以下のように決定した。光電面-MCP間の距離は116mmである。また、集束電極と陽極の間に結像電子レンズの中心があるとし、拡大率を3にするために光電面-レンズ中心間の距離、レンズ中心-MCP間の距離の比率をほぼ1対3としてある。光電面-メッシュ電極間の距離は3mm、印加電圧 $V_{KM}$ は2kVを予定し、光電面-陽極間の距離は31mm、印加電圧 $V_{KA}$ は10kVを予定した。偏向電極については、長さ $L_D$ は12mm、間隔dは5mm、偏向電極-MCP

間の距離は 70mm である。(6-6)式にこれらの値を適用すれば、偏向感度 $D_s$ は 9.1mm/kV となり、先の検討で必要とされた 10mm/kV をほぼ満足しているのがわかる。

MCP 出力面—蛍光面間の距離は、小さい方が MCP からの増倍電子流が蛍光面に到達するまでに広がりやすく高い空間分解能が得られる。しかし MCP、蛍光面のガラスバルブ出力部への機械的支持の精度、MCP 出力面—蛍光面間での高圧放電を考慮し、余裕を見てこの距離を 1mm に設定した。

その他、実際の管製作上、以下のような工夫をした。

光電面では短時間に強い光パルスが入射して大パルス光電流が放出された時、面抵抗により光電面電位が乱れ時間分解能劣化が生じるとされている。それを防止するため、光入射窓に透過率 80% の W 金属下地を設け、その上に S-20 光電面を作成するようにした。

光電面に近接して光電子加速用のメッシュ電極を設置するが、これを通して Sb を蒸着したり、アルカリ蒸気を送り込んで光電面を作成するのは困難である。そこでメッシュ電極を移動可能とし、光電面作成時にはメッシュ電極を光電面の位置から外して光電面を作成し、管を排気台から封じ切り後、光電面の側に移動、固定するようにした。

メッシュ電極の細かさは 750 本/インチである。メッシュと入射線状光に対応する光電子ビームとの干渉によるモワレ縞の発生を避けるために、メッシュの線方向を入射線状光の線方向に対して  $45^\circ$  傾けるようにした。

また、管の組み立て誤差によるストリーク像の掃引方向に垂直な方向への位置ずれを補正するために、位置調整用偏向電極を掃引用偏向電極に直角に設けた。

約 3kV の電圧の印加される MCP 出力面と蛍光面の間隔を 1mm にするのに、耐圧を考慮して蛍光面板の形状を凸状にした (図 5-23 参照)。このため出力面の有効径は、MCP の有効径より小さくなり 15mm となった。MCP と蛍光面の間には強い電界があり、蛍光面に電子が入射した時、二次電子放出は生じず帯電してしまう。このため、Al メタルバックした P-11 蛍光面を用いた。

図 6-6 は試作管の外観を、図 6-7 は管の構造と最終的に決めた動作電圧を示す。外形寸法は全長 130mm、外径 52mm と非常に小型のものが得られた。

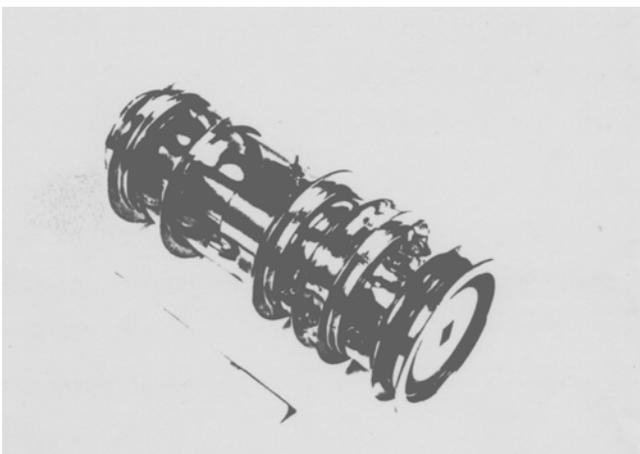


図 6-6 MCP 内蔵小型ストリーク管の外観

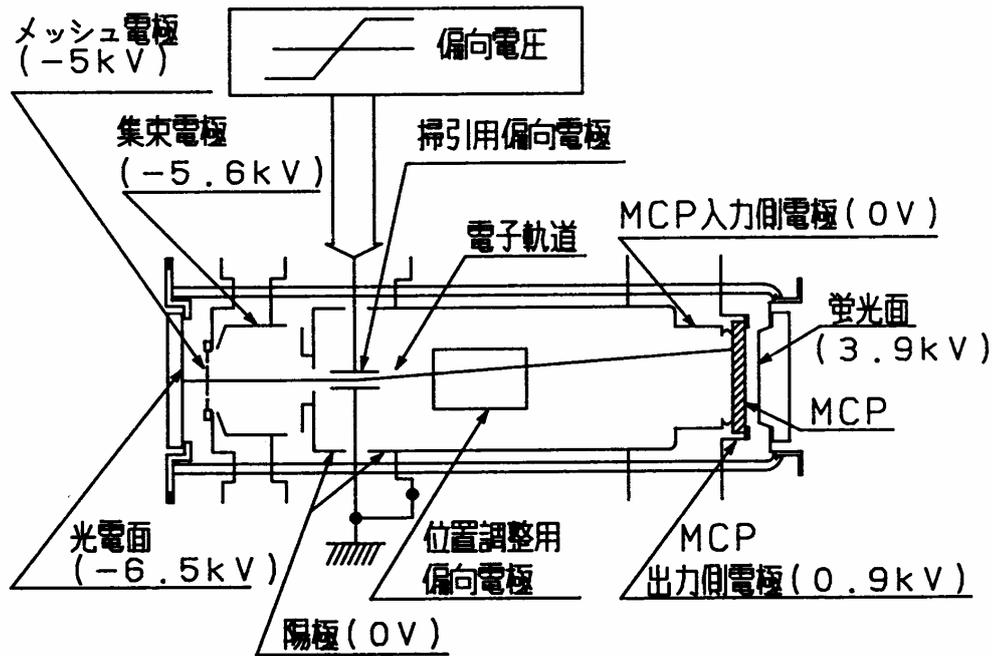


図 6-7 MCP 内蔵小型ストリーク管の構造と動作電圧

#### 6.1.4 静特性

光電面感度は約  $80 \mu\text{A}/\text{m}$  であり、金属薄膜の下地が設けられていることもあり、通常の S-20 より低い値となった。次に管に印加する直流高電圧の値を決定した。光電面－陽極間の加速電圧  $V_{KA}$  は、7kV 以上で集束電極と陽極の間で放電が生じ、出力面上でバックグラウンドノイズが目立った。このため安全を見込んで  $V_{KA}$  を 6.5kV に決めた。 $V_{KA}$  を 6.5kV に保って、光電面－メッシュ電極間の電圧  $V_{KM}$  を変えると、3.2.1(1)に述べたように拡大率  $m$  が大幅に変わることがわかった。 $V_{KM}$  が大きくなると  $m$  が大きくなる。これは、図 3-25 に示した集束電極と陽極の間に薄い結像電子レンズの中心があるという非常に単純化したモデルでは、 $V_{KM}$  は拡大率  $m$  に関係ないが、実際には電子レンズがメッシュ電極と集束電極の間にもできるからである。そこで拡大率が目標仕様の 3 になる電圧 1.5kV を  $V_{KM}$  の動作電圧とした。この時、集束電極の電圧は -5.6kV となった。また、この実験で  $V_{KM}$  を 500V というように低くすると出力像のコントラストが急に悪くなった。これは、5.2.3 に述べたように  $V_{KM}$  が大きい時は集束電極の電位はメッシュ電極より低く、メッシュ電極の出力側にメッシュ電極の電位より低い電位の領域が形成されて、メッシュ電極からの二次電子は出力側に到達しないが、 $V_{KM}$  が小さくなり過ぎると集束電極の電位がメッシュ電極の電位より高くなってしまい、メッシュ電極からの二次電子が出力側に到達し、バックグラウンドノイズとなるからである。

実験により決定された電圧配分で諸特性を評価した。出力像の空間歪は、ほとんど認められなかった。限界空間分解能は約 7lp/mm で目標仕様通りとなった。掃引用偏向電極の偏向感度は 17mm/kV と目標仕様の 10mm/kV より大きくなったが、これは加速電圧  $V_{KA}$

表 6-3 10ps ストリーク管の静特性

光電面の感度	80 $\mu$ A/1m
電子光学系の拡大率	~3
空間歪	ほとんど認められず
限界空間分解能	7lp/mm
偏向感度	17mm/kV
偏向板と他の全電極との静電容量	$\leq$ 4pF
MCP 電子像倍率	$5 \times 10^3$ (1kV 印加時)

が 6.5kV と低くなったためである。各偏向板と他の全電極との間の静電容量は 4pF 以下である。また、MCP による電子増倍率は、MCP 印加電圧が 1kV で  $5 \times 10^3$  であった。表 6-3 に得られた静特性をまとめて示す。

#### 6.1.5 時間分解能の理論的検討

上記の実験により動作電圧が決定され、静特性が明らかになった。一方、時間分解能の評価実験では後に述べるように波長 0.53  $\mu$  m または 0.6  $\mu$  m のレーザーを用いた。掃引電圧は設計で想定した 4kV/ns の時間変化率は得られず、1kV/ns のものを用いることになった。そこでこれらの条件を用い、試作管の理論的時間分解能を評価した。

まず(6-2)式で示された光電子の走行時間広がり  $\Delta t_{KD}$  を算出した。放出光電子群の持つエネルギー分布の半値幅  $\Delta \epsilon$  は、S-20 光電面で、光波長が 0.53  $\mu$  m の時、約 0.5eV となるのが後の実験でわかったのをこれを用いる (図 3-2 参照)。電界 E は光電面-メッシュ電極間が 3mm、この間の印加電圧が 1.5kV であるので  $5 \times 10^5$  V/m となる。これらを(6-2)式に代入すれば  $\Delta t_{KD} \sim 3.3$  ps となる。

次に、(6-3)式で示されたフォーカスモードにおける蛍光面上の線状像の線幅  $W_F$  に起因する時間広がり  $\Delta t_F$  を算出した。偏向電極に印加される掃引電圧の時間変化率は 1kV/ns であり、これと偏向感度 17mm/kV より、ストリーク速度は  $1.7 \times 10^7$  m/s と算出される。管の限界空間分解能は 7lp/mm であるので、その逆数を取り  $W_F \sim 1.43 \times 10^{-4}$  (m) が得られる。これらを(6-3)式に代入すれば、 $\Delta t_F \sim 8.4$  (ps) となる。

さらに偏向電場を光電子ビームが通過する時、偏向場端効果と光電子ビームの掃引方向の幅に起因する時間広がり  $\Delta t_D$  がある。これについては、3.1.1(1)に詳しく述べたのでそれを参照されたい。 $\Delta t_D$  は次式で近似される<sup>26)</sup>。

$$\Delta t_D = L_D \cdot V_D \cdot r_b / (v_o \cdot V_{KA} \cdot d) \quad (6-7)$$

ここで  $L_D$  は偏向板の長さ (m)、 $V_D$  は電子ビーム通過時に偏向板間に印加されている電圧 (V)、 $r_b$  は偏向場内での光電子ビームの掃引方向の幅の半値 (m)、 $v_o$  は偏向場内で

の光電子の速さ (m/s)、 $V_{KA}$  は光電面－陽極間の加速電圧 (V)、 $d$  は偏向板の間隔 (m) である。管の設計寸法、動作電圧より、 $L_D = 1.2 \times 10^{-2}$  (m)、 $v_0 = 4.8 \times 10^7$  (m/s) (加速電圧  $V_{KA}$  が 6.5kV の時の光電子の速さ)、 $V_{KA} = 6.5 \times 10^3$  (V)、 $d = 5 \times 10^{-3}$  (m) である。 $V_D$  の最悪値として、出力有効径 15mm の端に光電子ビームが偏向される時の  $V_D$  を求めると、偏向感度 17mm/kV より  $V_D = 4.41 \times 10^2$  (V) となる。 $r_b$  については、光電面－メッシュ電極間、メッシュ電極－陽極間の電位分布を均一平行電界で近似し、ビーム端の軌道を初速 0.6eV、管軸に対して  $60^\circ$  で放出された光電子で代表し算出した。その結果  $r_b \sim 3.4 \times 10^{-4}$  (m) が得られた。これらを(6-7)式に代入すれば、 $\Delta t_D \sim 1.2$  (ps) となる。

他に入射光強度が大きい時は、大パルス光電流放出に伴い光電面の面抵抗により、その面電位が部分的に変化し、光電面付近の電子レンズに歪みが生じて空間分解能を劣化させたり、光電子走行時間にばらつきを発生させる<sup>27)</sup>、大量に放出された光電子が空間電荷効果により広がるなどにより、時間分解能が劣化する<sup>28)</sup>とされている。本試作管は光電面の下地として金属薄膜を設けて面抵抗を下げ面電位の安定を計ったこと、さらに MCP を内蔵させて光電子増倍を行うことにより、入射光量がかなり小さくても出力像の検出ができるようにしたので、この時間分解能の低下はここでは無視する。

以上より管の理論的時間分解能  $\Delta t$  は、次式で与えられる。

$$\Delta t \sim \sqrt{\Delta t_{KD}^2 + \Delta t_F^2 + \Delta t_D^2} \quad (6-8)$$

先に得られた各値を上式に代入すれば、 $\Delta t \sim 9.1$  (ps) となる。掃引電圧の時間変化率が当初予定していたものより小さくなったので、ストリーク速度が小さくなり時間分解能は目標仕様の 5ps には達していないが、掃引速度を上げることができれば目標値に近づくのがわかる。

#### 6.1.6 時間分解能の測定

図 6-8 は 1975 年、最初に行った時間分解能の評価実験の様子を示す<sup>2)</sup>。光源としてフラッシュランプ励起によるモードロック色素レーザーを用いた。色素はローダミン 6G である。発振波長は約  $0.6 \mu\text{m}$ 、1 本のパルスの幅は約 3~8ps で、パルス間隔が約 3ns のパルス列が得られる。これを約 30mm 間隔のガラス板にあてて 200ps 間隔の光パルス列を作り、ストリーク管の光電面に線状光として結像した。光の一部を半導体検出器に導きトリガーパルスが発生し、これで掃引回路をトリガーした。掃引回路としてエアギャップによる放電回路、クライトロンによる放電回路、アバランシェトランジスタを用いた回路などを用いた。掃引電圧の時間変化率については、設計で想定していた 4kV/ns は回路素子の性能等から得られず、1kV/ns となった。図 6-9 は写真フィルム上に記録されたストリーク像を示す。これにより少なくとも 30ps の時間分解能があることが確認できた。

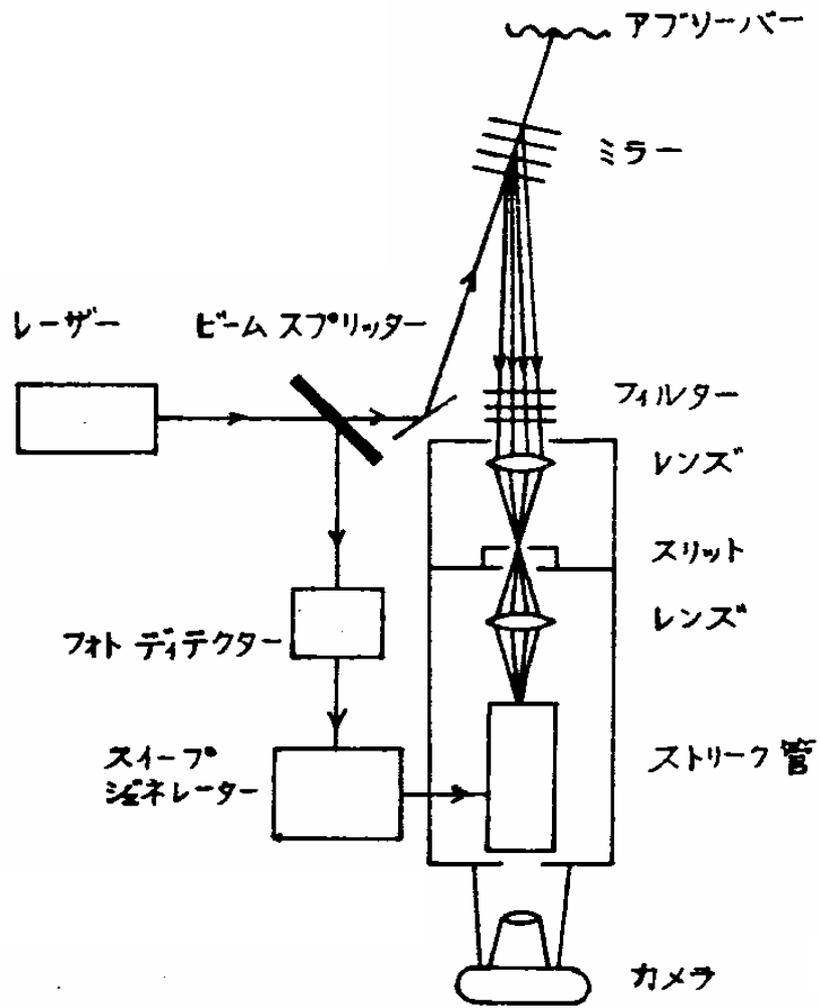


図 6-8 時間分解能の評価実験の様子

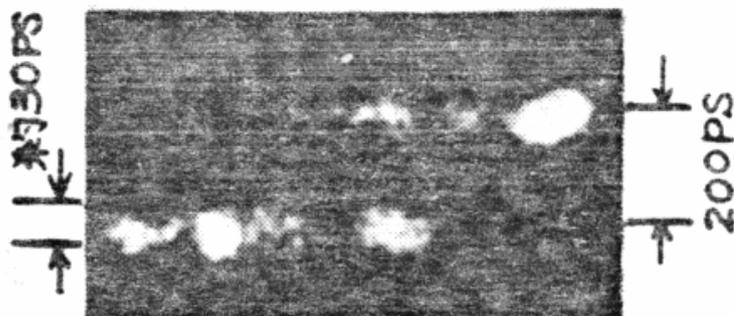


図 6-9 写真フィルム上に記録されたストリーク像

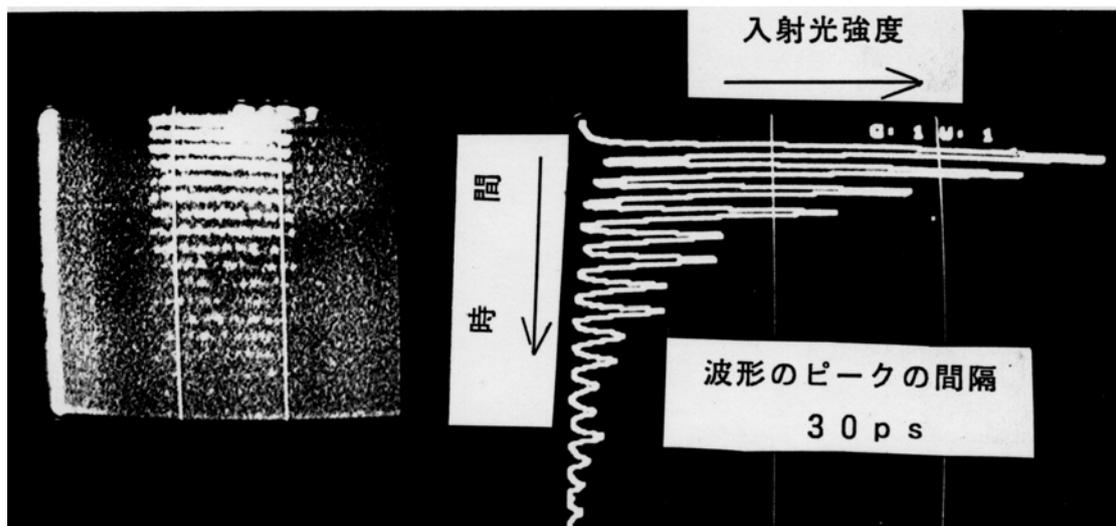


図 6-10 TV モニター上に得られたストリーク像と入射光強度-時間のプロファイル<sup>20)</sup>

理論的時間分解能は 9.1ps であり、レーザーパルスの幅を加味しても実験により得られたパルス幅と大きな差がある。初めての実験で調整が不十分となり、精度が悪かったことが原因と思われる。

次に 1977 年、この管を使って 10ps の時間分解能を持つストリークカメラの開発が土屋等により行われ、掃引回路や評価技術の確立により 10ps の時間分解能が確認された<sup>20)</sup>。評価実験の方法は、3.1.1(2)にのべたものと同じである (図 3-4 参照)。ただしエタロンは 30ps のものでシングル掃引を行った。レーザーパルスの波長は  $0.53\mu\text{m}$  で、そのパルス幅は 2 光子蛍光法 (TPF) によって測定され約 6ps である。30ps エタロンを用いているので、精度良く 30ps 間隔の、しかも減衰比一定 (この場合は 0.75) のパルス列が得られる。これらのパルス列は、 $30\mu\text{m}\times 1\text{mm}$  の光学スリットとリレーレンズによって線状光として光電面上に結像される。光の一部が PIN ダイオードに導かれトリガーパルスが発生され、遅延ユニットを経てアバランシェトランジスタからなる掃引回路がトリガーされた。掃引電圧は振幅 2kVp-p で、その内の直線性の良い 1kV の範囲を用いており、時間変化率は 1kV/ns である。ストリーク管の蛍光面上に得られるストリーク像は、従来はフィルムに記録した後、マイクロホトデンシトメーターで解析していた。しかし、この方法は時間がかかり、迅速性を必要とする実験や、レーザーの調整には不向きである。本実験ではストリーク像を SIT-TV カメラで撮像し、マイクロプロセッサで解析処理するストリーク像解析装置 (テンポラルアナライザー)<sup>29)</sup>を用いている。図 6-10 は TV モニター上に得られたストリーク像と入射光強度-時間のプロファイルを示す。ストリーク像の時間軸に垂直な方向 (蛍光面上の線状像の線方向) と TV カメラの走査線方向が一致するように配置されている。入射光強度-時間のプロファイルは、SN 比を向上するためにストリーク像の走査線に沿った同一時刻に対応する情報の映像信号を、テンポラルアナライザーにより予め定めたウィンドウ幅にわたり積分し得たものである。記録さ

れた各々のパルスの平均幅は 11.2ps である。入射光のパルス幅が 6ps であるので、時間分解能  $\Delta t$  の実験値は次式で示される。

$$\Delta t = \sqrt{11.2^2 - 6^2} \sim 9.5(\text{ps}) \quad (6-9)$$

この時、ストリーク速度の実測値は  $1.6 \times 10^7 \text{m/s}$  である。これらの値は時間分解能の理論的検討で得られた結果と良く一致している。さらに 1978 年には、掃引電圧の時間変化率を 1.67kV/ns と大きくし、 $2.7 \times 10^7 \text{m/s}$  のストリーク速度を得て、7ps の時間分解能まで確認された<sup>20)</sup>。

### 6.1.7 MCP 内蔵ストリーク管を用いたカメラ

MCP 内蔵ストリーク管の試作成功を受けて、上記にも一部述べたがこれを用いたストリークカメラシステムの開発が土屋等により行われた<sup>20)</sup>。そこでは、最高時間分解能を得るだけでなく実際の超高速光計測に必要な機能を備えた装置とすることや、そのシステムの諸特性の確認が行われた。これらは、本研究でこの後行った種々のストリーク管の研究の理解に必要なことであるので以下に説明する。

システムはストリークカメラとストリーク像解析装置からなる。後者については前節で述べた。図 6-11 はストリークシステムの系統図を示す。ストリークカメラは、被計測光をストリーク管の光電面に線状光として結像するための光学スリットと入カリレーレンズ、ストリーク管、管駆動用の高圧電源、掃引回路、管の出力面のストリーク像を TV カメラに結像するための出カリレーレンズで構成される。

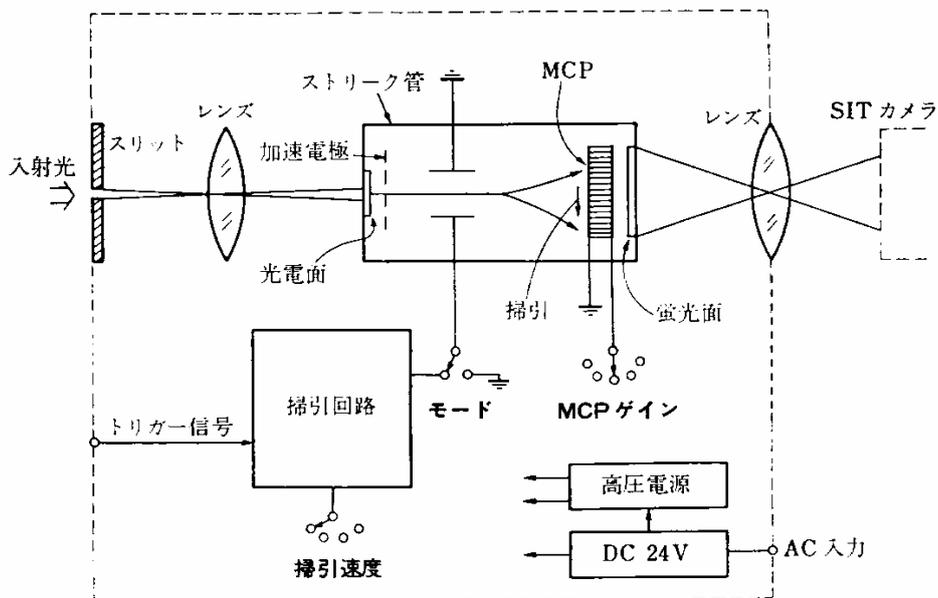


図 6-11 ストリークカメラの系統図<sup>20)</sup>

入カスリットの幅は  $30\ \mu\text{m}$  ( $50$ 、 $100\ \mu\text{m}$  と交換可能)、入出力光学系の倍率はそれぞれ 1 である。掃引回路は最高時間分解能を得る他に、時間分解能をそれほど必要としない時は、より長時間の観察を可能にするためストリーク速度を切り替えることができる（掃引時間 1、2、5、 $10\text{ns}/15\text{mm}$ ）。また被計測光の強度に応じて MCP の電子増倍率を変えるため、MCP の印加電圧が切り換えられるようになっている。カメラの諸特性として、時間分解能の他に重要なダイナミックレンジ（一回の掃引で時間分解能を保って測定できる光強度範囲：3.4 参照）を評価し、100 以上の値を得ている。

#### 6.1.8 MCP 内蔵ストリーク管の特長

MCP 内蔵ストリーク管を試作して後、多くの実験を行ったり、この管を使ったカメラが開発されてきたなかで、当初考えていた小型、シンプル以外にも多くの長所があることがわかった。一方で短所も見出された。

表 6-4 に I. I. 結合ストリーク管との比較をまとめて示す。以下に表の捕捉説明を加える。

時間分解能は光電子ビームの加速、結像、偏向電子光学系によって決まり、両者で本質的な差は生じない。MCP 内蔵ストリーク管では、光電面－陽極間の電圧  $V_{\text{KA}}$  を  $2\sim 3\text{kV}$  の低電圧にしても十分出力が得られる。そのため、本試作管では例えば  $V_{\text{KA}}$  を定格の  $6.5\text{kV}$  から  $3\text{kV}$  にすれば、偏向感度は約 2.2 倍になって、必要な掃引電圧の振幅が  $2\text{kVp-p}$  から  $1\text{kVp-p}$  弱になり掃引回路の製作が容易になる。観測時間を長くするために、それほど時間分解能を必要としない用途向けに実際にその様なカメラが開発された。また、 $100\text{MHz}$  オーダーの正弦波掃引電圧で駆動されるシンクロスキャンカメラでは、必要な偏向パワーを小さく抑えるのにできるだけ  $V_{\text{KA}}$  が小さくするのが望ましく、MCP 内蔵ストリーク管はそれに適している（7.1 参照）。さらに、進行波型偏向電極を用いたストリーク管では、加速電圧を  $2\text{kV}$  にして  $15\text{Vp-p}$  程度の振幅の掃引電圧での駆動を可能にしている（7.2 参照）。

最終出力面上での限界空間分解能は本試作管が  $7\text{lp/mm}$ 、カスケード I. I. を光学リレーレンズ結合したものが  $6\text{lp/mm}$ （但し、空間軸のスケールはストリーク管の出力面上の大きさに換算してある）と、前者が僅かに良い結果である。MCP 内蔵管ではこの後、MCP 一蛍光面間の距離を  $1\text{mm}$  から  $0.5\text{mm}$  に近づけることにより、限界空間分解能  $26\text{lp/mm}$  を得ておりその長所がより明確になった（3.3.1 参照）。また、近接 I. I. ファイバー結合ストリーク管では限界空間分解能  $20\text{lp/mm}$  が得られており、やはり MCP 内蔵ストリーク管の方が良い結果となる。図 6-12 は、その両者の MTF (Modulation Transfer Function: 変調伝達関数) を示す<sup>30,31)</sup>。

オプティカルファイバープレートの黒キズ、シェアディストーション（ファイバーの局所的な空間ずれ）は、I. I. ファイバー結合ストリーク管で問題となる。これらが無い管を選べば良いのであるが、良品率を落とす原因となる。

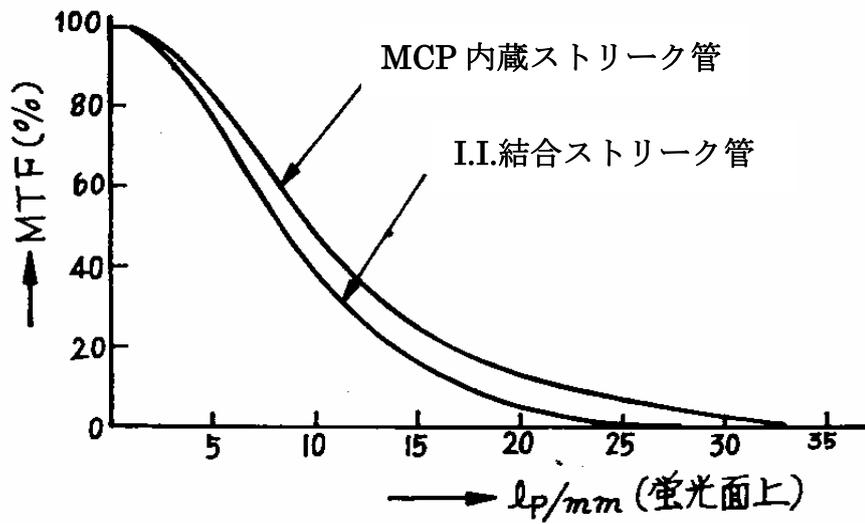


図 6-12 両方式ストリーク管の MTF 特性

MCP 内蔵ストリーク管の短所は、微弱光を計測する時、I. I. ファイバー結合ストリーク管より SN 比が悪いことと、それにより検出下限が大きくなりダイナミックレンジが小さくなることである。これは 5.1 に詳しく述べたように、MCP の開口率が 60%程度であること、MCP の内壁に最初に光電子が衝突する時の二次電子放出比が小さいこと、MCP の増倍ゆらぎが大きいこと等による。

これらより、MCP を内蔵したことによる長所の方が圧倒的に多いと言えるが、必要に応じて使い分ければ良い。

表 6-4 MCP 内蔵ストリーク管と I. I. 結合方式ストリーク管の比較

項 目	MCP 内蔵ストリーク管	I. I. 結合ストリーク管
ストリークカメラの構成・大きさ	I. I. および I. I. 結合するための光学系が不要のためシンプルかつコンパクト	大 型 特に開発当時は大型の多段カスケード I. I. を光学結合
時間分解能	同	等
光電面—陽極間電圧	2～3 kV でも MCP の電子増倍率は下がらないため、低加速電圧が可能	蛍光面を十分発光させるため 15～17 kV の高加速電圧が必要
高圧による管内、管回りの BG 上昇	低加速電圧のため、放電による BG 上昇は生じにくい	不 利
偏向感度	2～3 kV の加速電圧を採用すれば非常に大きくなるため、掃引回路が容易	加速電圧が高い分不利
管の全長	偏向感度は低加速電圧で良くなるので偏向電極—出力面の間隔を小さくでき小型化が可能 →全長 130 mm	全長 312 mm と大型
最終出力面上における空間分解能	縦続される電子レンズ、光学レンズ数が少なくなり、より高い空間分解能が可能 (26 lp/mm)、情報が大量に入るので有効出力面を小さくできる →有効径 15 mm、管最大径は小さく直径 52 mm	I. I. を結合した全体での空間分解能は悪くなる (6 lp/mm) →情報が同量でも大きな有効出力面が必要となる →有効面積 60 mm × 40 mm、管最大径は直径 126 mm
掃引 (時間軸) のリニヤリティー	偏向電極の後に歪みを持つ電子レンズがないので無歪	カスケード I. I. を用いる場合、I. I. の空間歪みが 6～10% 加わり不利
微弱光での S/N (5.1 参照)	I. I. レンズ結合ストリーク管より良い	I. I. ファイバー結合なら MCP 内蔵ストリーク管より良い
被計測光のストリーク管を通しての記録媒体への突き抜けによる BG 上昇 (5.2.4 参照)	MCP にバイアスが付いているのでカットされ非常に少ない	無視できない (CW 光では測定不可能になることもある)
待機状態における光入射による管内疑似光電子による BG 上昇 (5.2.5 参照)	MCP に高速ゲートをかけることにより無視できるレベルまで除去可能	後の I. I. でゲート動作しても、ストリーク管の蛍光面に残光があるので除去しきれない
クロストーク (5.3.2 参照)	良 い	I. I. の方で多く発生し悪い
黒キズ、シェアディストーション	良 い	I. I. ファイバー結合では悪い
全体価格	安 価	高 価

## 6.2 フォトンカウンティングストリーク管

まず始めに、フォトンカウンティング領域での撮像を目的として、二次元微弱光検出管を試作した。次に、この技術を利用して、フォトンカウンティングストリーク管を試作し良好な結果を得た。

### 6.2.1 二次元微弱光検出管<sup>5-8)</sup>

従来、非常に暗いところの観察に、I. I. や SIT 管 (Si 電子衝撃ターゲットカメラ管) 等が使われて来ている。しかし天文、生物、分光分析等の分野では、さらに暗いフォトン 1 個、1 個を計数できるフォトンカウンティング領域で撮像したいという要望が増えて来ている。この領域での測光には光電子増倍管が非常に優れているが、二次元像を捉えることはできない。MCP は、二次元空間情報を保ったまま光電子を増倍でき、しかもコンパクトであるので、I. I. によく用いられている。しかしこの場合、1 枚の MCP を用いているので、個々のフォトンを検出するには電子増倍率が足りない。本研究では、この MCP を 3 段重ねて十分な電子増倍率を得ることにより、フォトンカウンティング領域で撮像可能なイメージ管の試作を試みた。光電面には、可視光領域で量子効率の高いマルチアルカリ光電面を用いることにしたが、その製作工程において、アルカリ金属蒸気が MCP に付着して暗電流を増大させる問題点があることを見出した。この問題をアルカリ蒸気阻止用の可動シャッタを管中に用いることによって解決した。さらに、このイメージ管の蛍光面を、PSD (Position Sensitive Device) に置き換えて、ランダムに個々のフォトンの位置をリアルタイムで読み出せる電気出力型の管も開発した。この両者は、それぞれ特長があるので、用途によって使い分けるとよい。

#### (1) 管の構成

二次元微弱光検出管に要求される特性としては、使用される波長域でフォトンの検出効率が高いこと、空間分解能が良いこと、高い SN 比が得られること、フォトンの計数率が高いこと、適当な媒体にフォトンの位置を記録できるような信号の出力部を持つことなどがあげられる。図 6-13 に、管の基本的な構成を示す。上記の要求を満たすよう、その構成要素を具体的に選択した。光電変換面には、用途の最も広いと思われる可視光領域で量子効率の高い、マルチアルカリ光電面 (S-20) を用いた。集束電子レンズ系は、光電面で形成された光電子像を光電子増倍部に伝達する役目を果たし、後述するように、光電面と光電子増倍部の共存に好適なインバータタイプのイメージ集束レンズを採用した。光電子増倍部は、1 個のフォトンの変換信号である 1 個の光電子を、出力部において充分検出できるレベルまで増倍するものであり、空間情報を保ったまま増倍でき、その空間分解能も高い、増倍率が大きく光電子の検出効率が高い、コンパクトである等の利点を持つ、3 枚の MCP を重ねたものを採用した。信号の出力方式は光出力型と電気出力型があり、それぞれ特徴を持つ。いずれもフォトンの位置を出力するが、それだけでは画像とはならず、これを記録して蓄積し表示する装置を接続する必要がある。

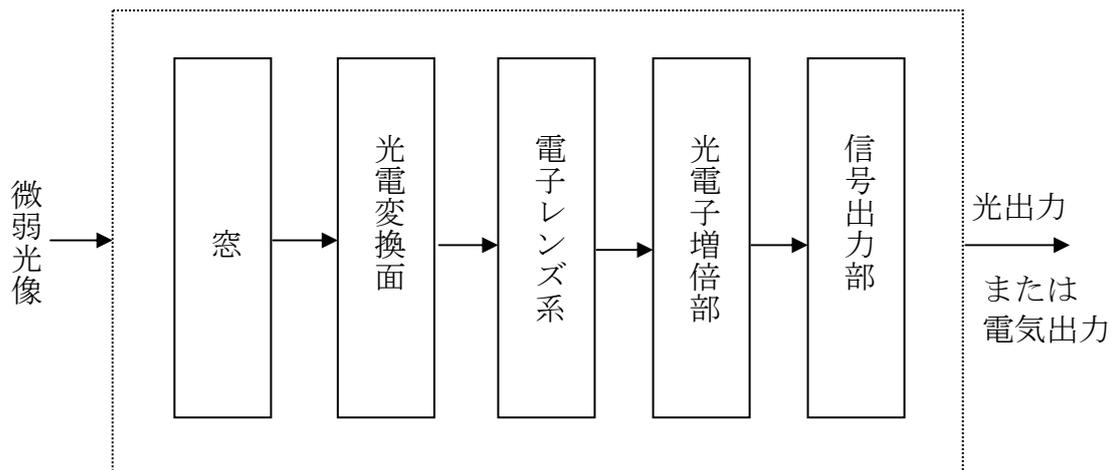


図 6-13 2次元微弱光検出管の構成

光出力型の出力部として P-20 蛍光面を採用した。この場合、最も簡単な画像形成方法は、写真機によりそこに現れる光点をフィルム上に直接蓄積する方式であり、さらにテレビカメラにより撮像し、この映像信号をフレームメモリー等に蓄積し、表示することも可能である<sup>32)</sup>。

一方、電気出力型は、マルチアノードによって代表される並列読出し型<sup>33)</sup>と、イメージディセクタに代表される直列読出し型および、レジスティブアノード<sup>34)</sup>、クロストグリッド<sup>35)</sup>、PSD<sup>36,37)</sup>等に代表されるランダム読出し型が考えられる。並列型は最大計数率が最も大きい、解像度と読出しのハードウェアに難点がある。直列型は光の利用率が悪い。これに対してランダム型は比較的簡単な位置演算回路で良好な解像度が得られる利点がある。特にランダム型のうち PSD を使用したものは、半導体中に電子を打込むことによって信号電荷の増倍が可能である。後述するように、MCP は高利得動作時に最大計数率が低下するので、MCP の利得を下げ、その分、PSD で増倍することにより計数率の低下を防止でき、さらに充分大きな信号パルスを出すことができ信号処理が楽になるため、PSD 方式を採用した<sup>38)</sup>。この場合は、個々のフォトンの位置が電気信号の形で出力され、これを外部メモリーに蓄積し、表示装置に入力すれば画像が得られる。

## (2) 光電子増倍部

二次元微弱光検出管において、光電子増倍部として採用した MCP は、その特性を左右する非常に重要な構成部品である。ここでは、その特性について簡単に述べるとともに、試作管に使用する際生じる問題点を指摘する。MCP は、有効径 20mm、チャンネル径  $12\mu\text{m}$  のものを使用した。MCP を 1 枚用いた平均増倍率の小さい不飽和モードでの単一光電子に対する出カパルス波高分布（電子増倍分布に対応する）は、図 6-14 の曲線 I に示すようになる。この分布は、出カパルスの相対的ゆらぎも大きく<sup>39)</sup>、また頻度の大きい低増倍率の部分に対応する出力が出力信号処理系のノイズに埋もれてしまい信号処理に適さ

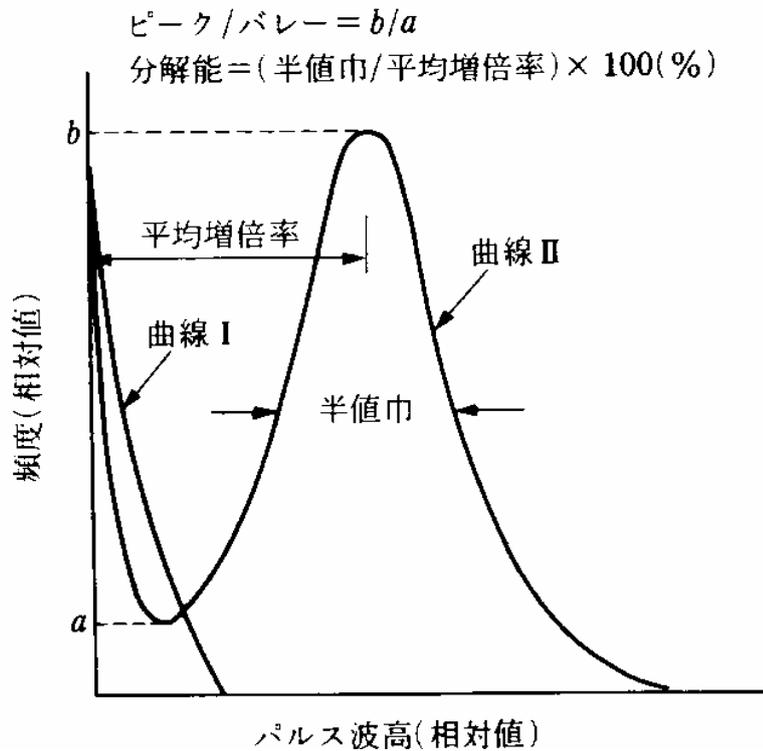


図 6-14 MCP のパルス波高分布

ない。フォトンカウンティングイメージングを高い検出効率でかつ高精度で行うためには、MCP の電子増倍率が充分大きく、かつ、その出カパルスの相対的ゆらぎがなるべく小さいのが望ましい。しかし、MCP を 1 枚だけを用いるときは、 $10^4$  以上の増倍率ではイオンフィードバックが問題となり、動作できない。そこで、イオンフィードバックを防止するよう適当なバイアス角を持った複数枚の MCP を重ねて、パルス波高分布が図 6-14 の曲線 II に示されるようなものとなる飽和モードで動作させることが必要となる。飽和は、高利得動作のとき MCP の出力側での空間電荷効果により生じ、これによりパルス波高分布にピークが生じ、出カパルスの相対的ゆらぎも小さくなる<sup>39)</sup>。バレー以下の部分は MCP 内部で発生したノイズが大部分で、バレーを検出の下限に設定することにより SN 比を向上できる。図 6-15 に、MCP への印加電圧を変えたときの単一光電子に対する増倍率の印加電圧依存性と動作条件に伴う波高分布特性の変化の様子を示す。2 段型では  $10^7$ 、3 段型では  $10^9$  程度までの増倍率が得られ、増倍率が大きくなるに伴い良好な波高分布特性になる。3 段型では、例えばピーク対バレー比は 10 と大きく、半値巾を平均増倍率で割って定義される分解能も 90% と良好になる。図 6-16 は、3 段型の MCP の計数率特性を示し、最大計数率は増倍率の増加とともに減少する。これは MCP の出力側において、1 個の光電子に対応するパルス電子群が放出された後、その部分の内壁が帯電し、これが

中和されるまでに MCP が高抵抗であることから、いわゆる不感時間が発生するためである。最大計数率を高くするには、MCP の抵抗が小さいのが望ましく、ここでは  $200\text{M}\Omega$  のものを使用した。これにより MCP 部での最大計数率は、増倍率が  $10^7$  の場合、およそ  $10^5\text{cps}$  となる。

このように、複数枚の MCP を重ねて、高利得で動作させるとき Au や CsI、KBr 等の X 線～紫外線用の光電面と MCP を共存させる場合は、MCP 自体から発生する暗電流は小さく、図 6-14 に示されたような飽和モード状態で波高分布のバレー以上に増倍されるものは、有効出力面（約  $1\text{cm}^2$ ）あたり、 $1\sim 2\text{cps}$  程度である。このダークカウントは、非常に微弱な光像の場合、長時間出力像の蓄積を行うので、小さいほど良い。しかし、マルチアルカリ等の可視光線用光電面と組合せると、その暗電流は、図 6-17 に示すように大きくなり、飽和モードでは、バレー以上のダークカウントは、数  $100\text{cps}$  以上になった。このため SN 比が劣化したり、はなはだ

しい場合にはカウンティングモードでの計測が不可能となった。これは MCP 内壁の表面にアルカリ金属が付着して仕事関数が下がり、かつその表面に局在するであろう不均質部の高電界と助長し合って電子の電界放出が増加し、特に前段からのものがさらに後段で増倍されるためと考えられる。そこで、以下に述べる管の製作にあたっては、この問題を除去する対策がなされた。

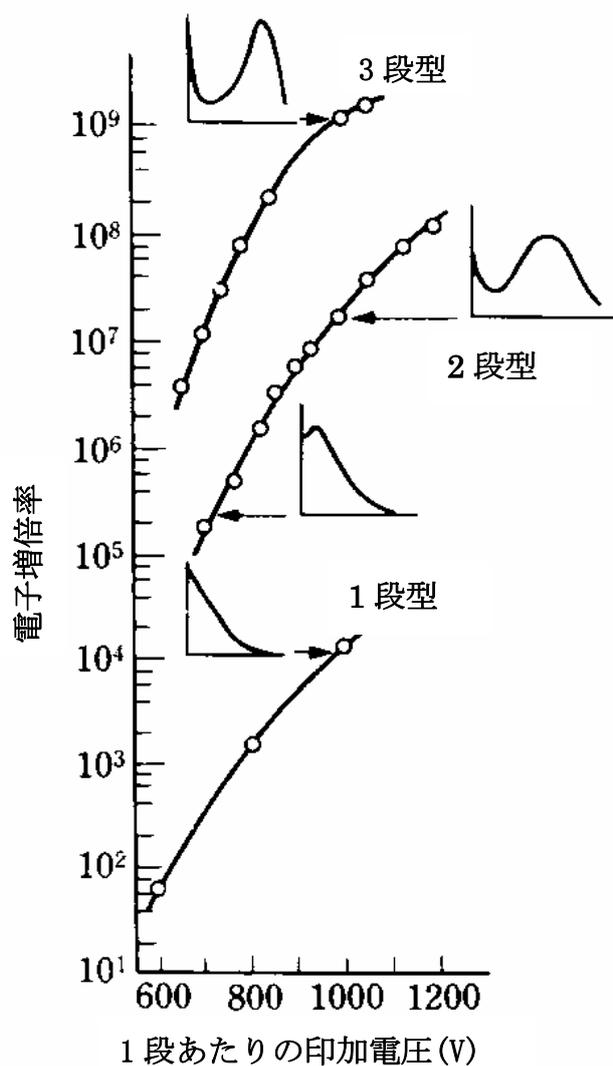


図 6-15 MCP の電子増倍率の印加電圧依存性

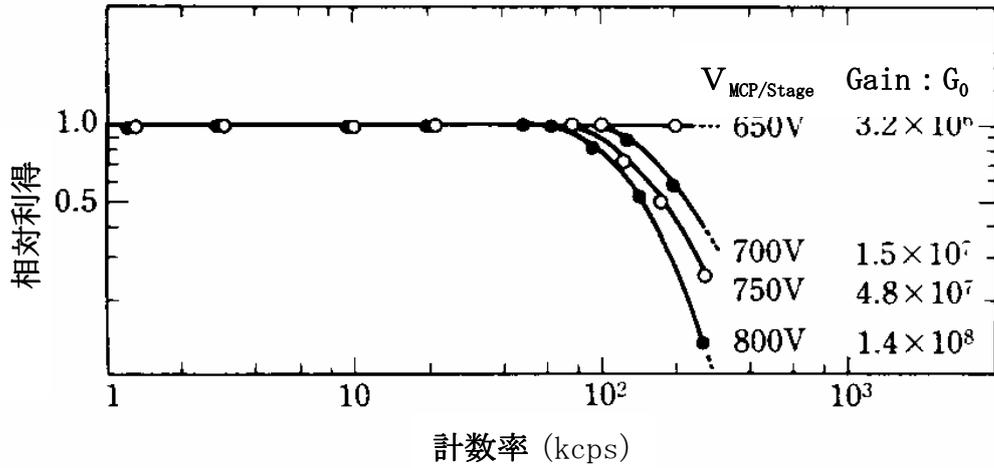


図 6-16 MCP の計数率特性

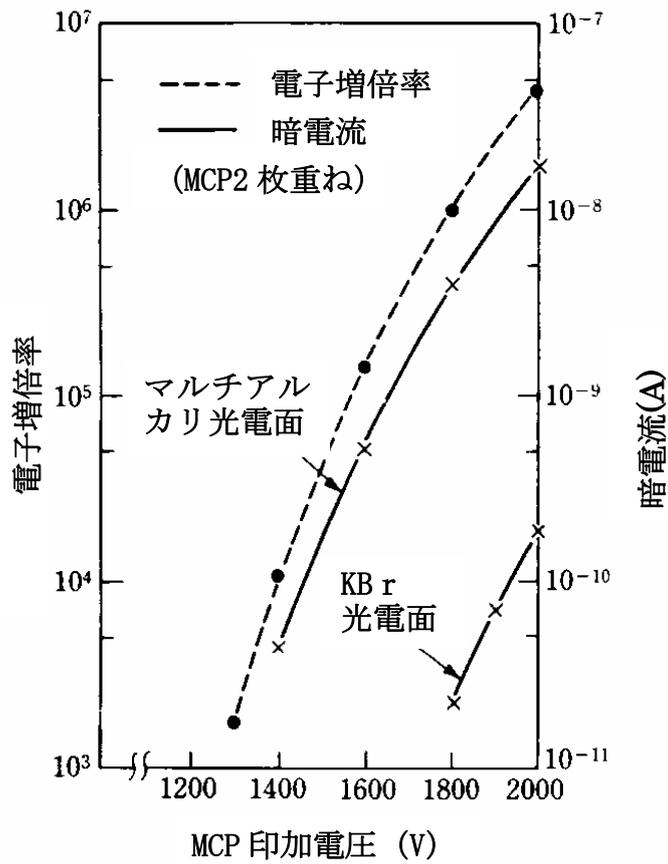


図 6-17 マルチアルカリ光電面と組合わせた MCP の暗電流特性

(3) 高利得 I. I.

図 6-18 は、その構造を示す。3 枚重ねの MCP を用いている。MCP のアルカリ蒸気による暗電流増加を防止する対策を容易とするために、インバータタイプの集束電子レンズ系を採用した<sup>40)</sup>。この電極構造の場合、光電面の形状は平面でよく、通常のイメージ管のような曲面窓は必要でないので、オプティカルファイバプレートを使用できない紫外線用にも好適なタイプである。光電子流のクロスオーバー点にほぼ位置する陽極のアパーチャー部にスライド式の可動シャッターを設け、光電面作成時には、これを閉じて高密度のアルカリ蒸気が MCP 部の方へ流れないようにした。このため、シャッターの密封性を充分良くし、管の真空排気は、シャッターをはさんで両側で行った。このシャッターは、光電面を作成後、光電子が通過できるように開けられる。図 6-19 は、この方式で、マルチアルカリ光電面と組合せた MCP の電子増倍率と暗電流を示し、暗電流が図 6-17 と比較して同一の増倍率において大きく改善されたのがわかる。波高分布のバレー以上で検出されるダークカウントも数 cps であり、アルカリ金属蒸気を用いないで作られる光電面と組合せた場合と同等の値が得られた。光電面感度として  $200 \mu\text{A}/1\text{m}$  が得られた。図 6-20 は、その分光感度特性を示す。陽極のアパーチャーと蛍光面の間には、アルカリがほとんど付着していないと考えられるが、アルカリバランスの不均衡から生ずる光電面感度の低下は認められなかった<sup>41)</sup>。これは、光電面と陽極の間の電極や管壁に、適量のアルカリが付着しており、適当なアルカリ供給源となること、陽極のアパーチャーが小さいので、常温ではアルカリの MCP 側への移動は、ほとんど無視できることなどによる

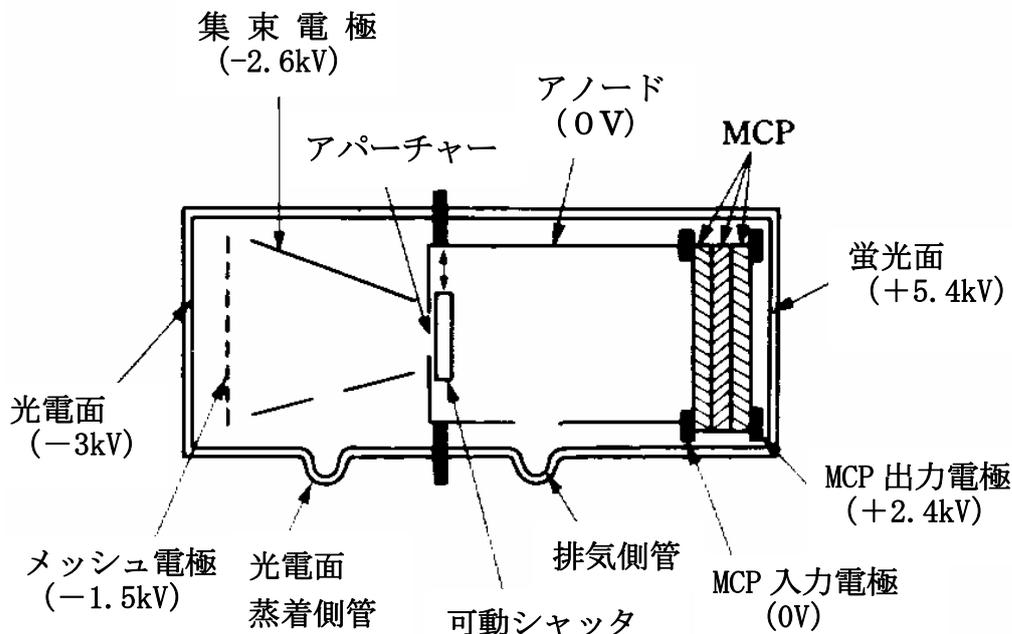


図 6-18 高利得イメージインテンシファイヤの構造

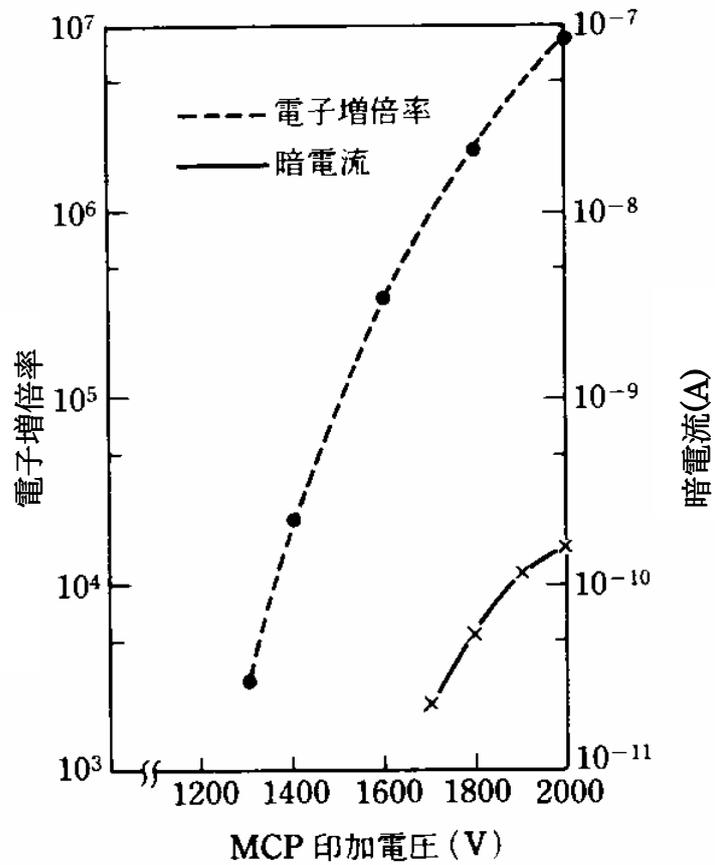


図 6-19 マルチアルカリ光電面と組合わせた MCP の暗電流特性の改善

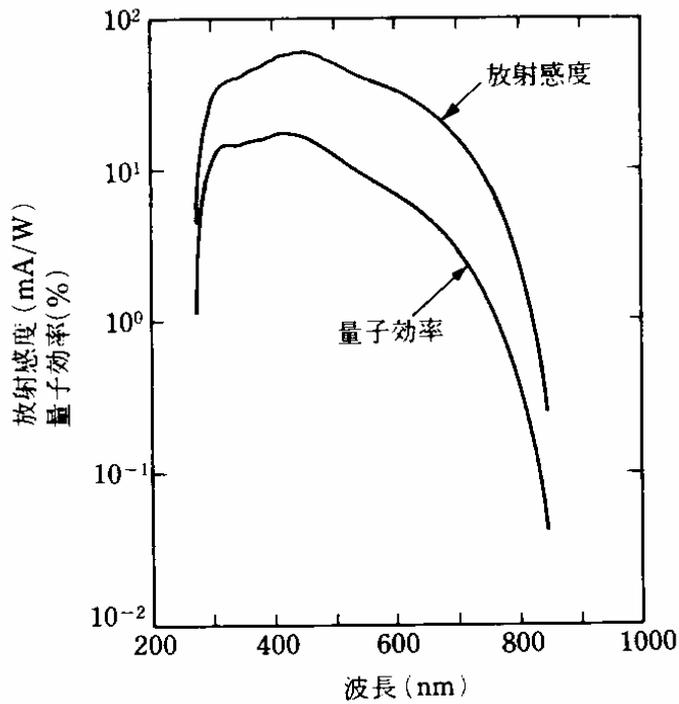
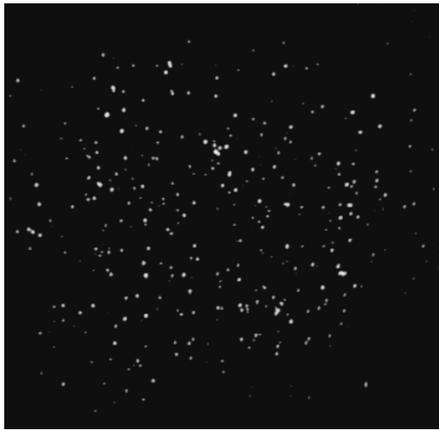
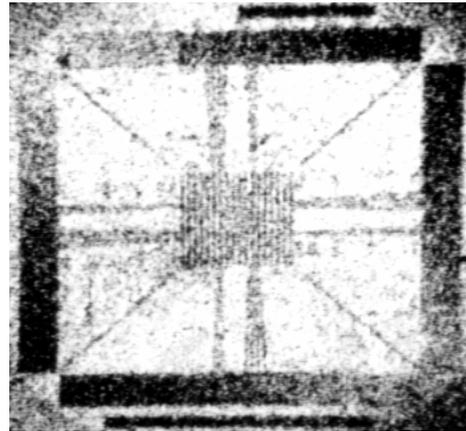


図 6-20 分光感度特性



(a) 蓄積時間 1/4 sec



(b) 蓄積時間 12min

図 6-21 高利得イメージンテンシファイヤの出力映像例

と思われる。さらにシャッターを開けた後、1年以上経過しても MCP 部の暗電流の増加は認められなかった。図 6-21 は常温において、波長 500nm の入射光を用いて、この管と SIT-TV カメラを結合して得られたモニター上の映像を写真フィルム上で蓄積したものである。モニター上で観測される入射フォトンの輝点数は約 1.8kcps で、(a) はこれを 1/4 秒、(b) は 12 分間蓄積したもので、暗電流が小さいためこのような長時間露光も可能となった。空間分解能として、約 300TVL が得られた。このときの入射フォトン数は、約 60kcps であったので、検出効率は約 3% となる。この値は、光電面の量子効率 15%、メッシュ電極の透過率 55%、MCP の開口率 60% を掛け合わせた値の約 5% より小さい。これは MCP の入力部付近の増倍過程における 2 次電子放出比が 0 を確率的に取り得ることや、検出下限以下の非常に低い増倍率のものがあるためである。

#### (4) PSD 内蔵型イメージ管

図 6-22 は、PSD 内蔵型イメージ管の外観を示す。構造は、(3) に述べた高利得 I. I. の蛍光面の代りに PSD を内蔵させたものである。光電面は S-20, MCP は 3 枚重ねたもの、PSD は表面分割型<sup>36)</sup>を用いている。管の動作電圧の代表例を表 6-5 に示す。フォトンの励起によって光電面のある位置から放出された光電子は、集束電子レンズによって MCP の対応する位置に入射する。この光電子は、飽和モード動作状態の MCP で、約  $10^7$  個の 2 次電子群に増倍される。この 2 次電子群は、さらに加速され、約  $100 \mu\text{m}$  の径で、逆バイアスされた PSD の p-n 接合部に打込まれ、およそ  $10^2$  倍増倍される。総合電子増倍率  $10^9$  に相当する電荷が、抵抗層を形成している p+層を通じて互いに直交する 2 対の電極に分流する。それぞれの電極の電荷量からその位置が演算される。図 6-23 に PSD の構造および等価回路を示す。MCP の有効出力面 ( $20\text{mm} \phi$ ) をカバーするために、有効面  $27\text{mm} \times 27\text{mm}$  の PSD<sup>42)</sup>を用いた。電子注入側である p+層の厚みは、およそ  $3000 \text{ \AA}$  と薄く、電子打ち込

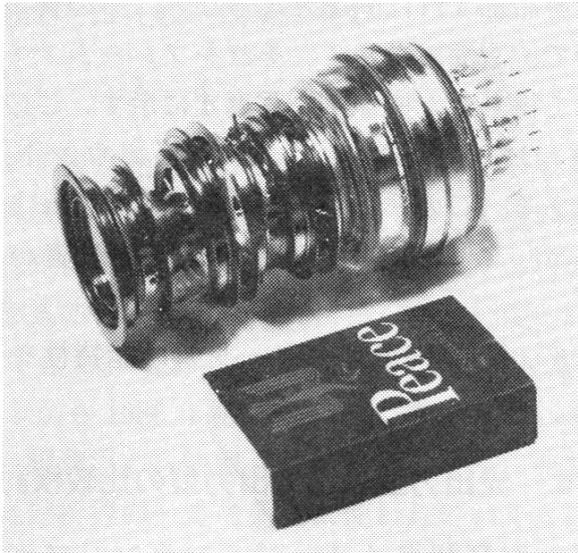


表 6-5 PSD 内蔵型イメージ管の動作電圧

光電面	-8	kV
メッシュ電極	-6.5	kV
集束電極	-7.6	kV
アノード電極	-5	kV
MCP 入力電極	-5	kV
MCP 出力電極	-3	kV
PSD 出力電極	0	V
PSD バイアス電極	+15	V

図 6-22 PSD 内蔵型イメージ管の外観写真

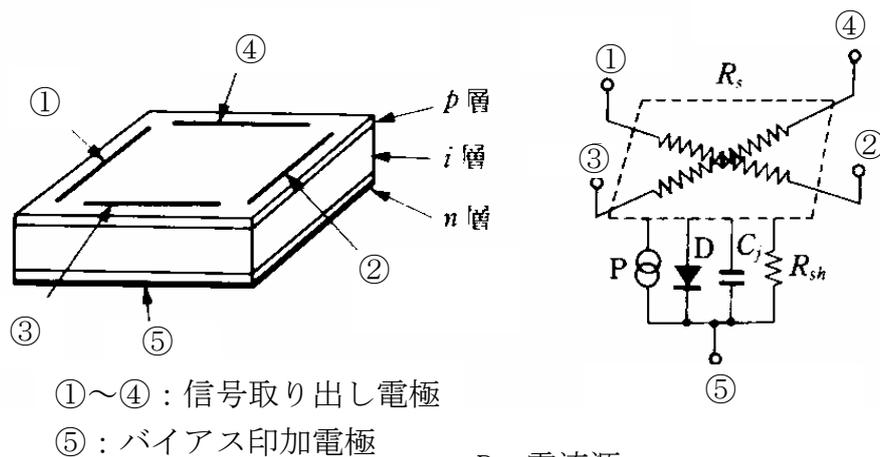


図 6-23 PSD の構造とその等価回路

P：電流源  
D：理想的ダイオード  
 $C_j$ ：接合容量  
 $R_{sh}$ ：並列抵抗  
 $R_s$ ：表面抵抗

みによって活性層である i 層で電子-正孔対が生じ、信号パルスが形成される。PSD は、p-n 接合の容量と抵抗層の抵抗との分布定数回路となっているため、これにより応答速度や分解能が決まる。したがって PSD のパルス応答特性は、対向する電極間抵抗が小さいほど、またバイアス電圧を上げて接合容量を小さくするほど、パルス立上り時間およびパルス持続時間が短くなる。p+層の電極間抵抗は  $5k\Omega$  であり、管の最大計数率は MCP

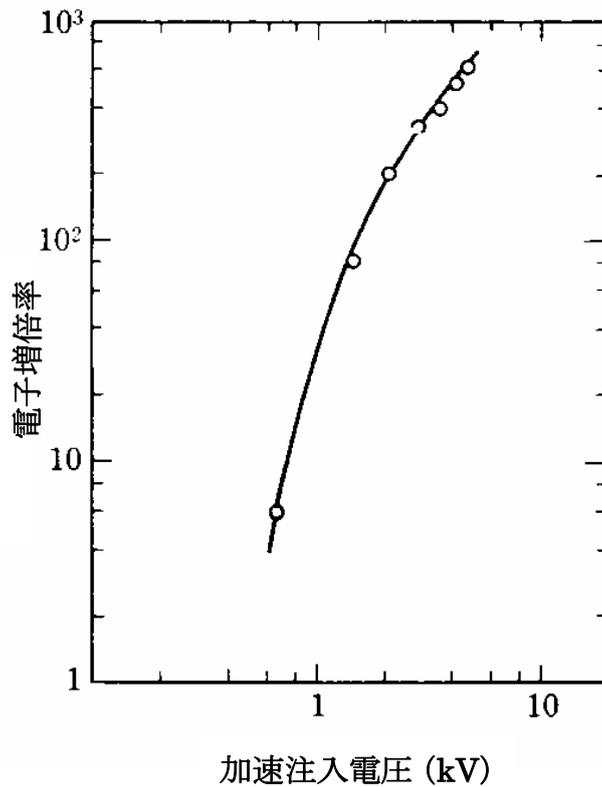
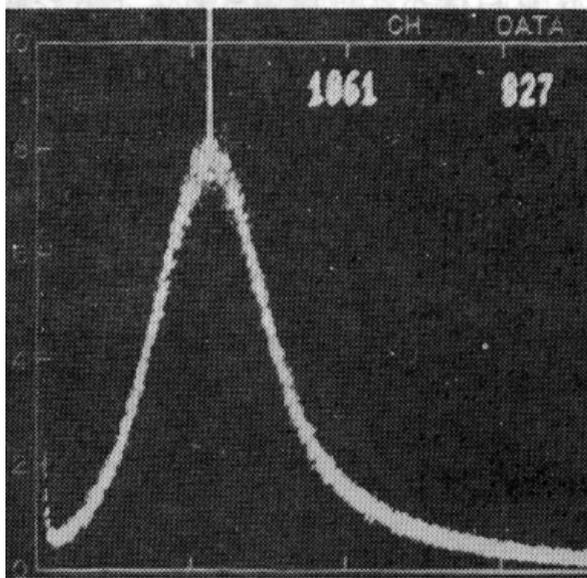


図 6-24 PSD の電子増倍率の加速注入電圧依存性

部および PSD の動作条件で決まるが、およそ  $10^5$  cps である。また図 6-24 に PSD 中での電子増倍率と加速注入電圧の関係を示す。管の動作時には、加速注入電圧は 3kV であり、この時の出カパルス波高分布を図 6-25 に示す。波高分布のピーク値は  $2.5 \times 10^9$  の総合電子増倍率に対応している。また、この波高分布でのピーク・バレー比は 12 と大きく、バレーを検出の下限に設定することにより、ノイズを除去するとともに効率の高い検出を行うことができた。検出効率は、波長 500nm の光に対して約 3% で、高利得 I. I. と同等の値が得られた。ダークカウントはバレー以上で約 240 cps であったが、イメージ部の印加電圧を切れば 1 cps 程度で、MCP 自体からは検出されるような暗電流放出はほとんどなく、これは光電面からの熱電子であることがわかった。したがってダークカウントについては、測定対象の波長によっては暗電流の小さい、バイアルカリ光電面も選択でき、長波長の必要な場合は、光電面を冷却すれば問題とならない。この管からの出力信号で位置演算をして、それをフレームメモリーに蓄積して得られた撮像例を図 6-26 に示す。このとき計数率は、およそ 900 cps で  $1.6 \times 10^7$  カウントからなる像である。この系の限界空間解像度は光子数にもよるが、この例では 18 lp/mm 以上が確かめられた<sup>43,44)</sup>。

表 6-6 に、PSD 内蔵型イメージ管の諸特性をまとめて示す。

頻度 (相対値)



パルス波高 (相対値)

図 6-25 PSD 内蔵型イメージ管の  
出力パルス波高分布

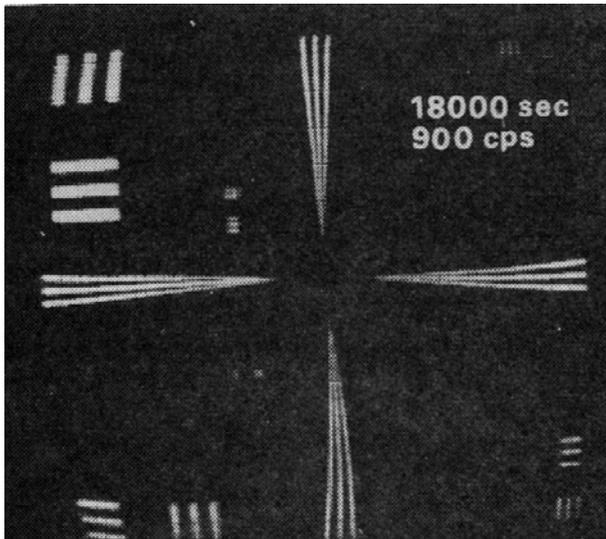


図 6-26 PSD 内蔵型イメージ管の  
出力映像例  
(全カウント数 :  $1.6 \times 10^7$ )

表 6-6 PSD 内蔵型イメージ管の諸特性

寸法	65 φ × 150mm
光電面	16mm φ、マルチアルカリ 170 μA/lm
総合電子増倍率	$10^9$
最大計数率	$10^5$ cps
空間解像度	18lp/mm

#### (5) 光出力型と電気出力型の比較検討

試作した高利得 I. I. と PSD 内蔵型イメージ管の比較をすると以下ようになる。

- ①レーザー励起現象のように同時にマルチフォトンが入射するような場合でも、光出力型は撮像できるが、電気出力型は不可能である。
- ②光出力型は MCP の印加電圧を変えるという簡単な動作で、フォトンカウンティング領域から明るい所まで撮像でき、実際に現場で調整等行うとき非常に便利である。一方、電気出力型は、明るい像の撮像はできない。
- ③光出力型の最大計数率は MCP のみに制限されるので、PSD や出力信号処理系にも制限される電気出力型の  $10^5$  cps より高くなる。
- ④電気出力型は重心検出型であるので  $18\text{lp/mm}$  と空間分解能が良い。一方、光出力型は、1 つのフォトンに対応する出力の輝点の大きさで分解能が制限され、しかもこの大きさが MCP の出力パルスの相対的ゆらぎによりばらつくことから、分解能が電気出力型より悪く、 $15\text{lp/mm}$  程度である。MCP を 2 枚にすれば、MCP 間での電子群の空間広がりによる空間分解能の低下は改善されるが、出カパルスの相対的ゆらぎは多少悪くなる。しかし、パルス波高分布にピークを持つ飽和モードでの使用は可能である。さらに、テレビカメラでこの輝点を読出す場合は、映像信号処理により空間分解能を改善することも行われている<sup>32)</sup>。
- ⑤電気出力型は、個々の入カフォトンの入射時刻を  $\mu\text{s}$  オーダで検出できる。光出力型では、テレビカメラで読出す場合、フレーム周期程度の時間分解能となる。
- ⑥電気出力型は、比較的簡単な演算処理回路で高精度な位置読出しが可能で、出力信号のデジタル演算処理にもよく適合する。光出力型では、写真機による出力像の直接撮影の場合を除き、テレビカメラ等を用いる場合は比較的複雑になる。

#### 6.2.2 二次元微弱光検出管製作技術のストリーク管への適用<sup>9,10)</sup>

前記の二次元微弱光検出管製作について得られた技術を基に、フォトンカウンティングストリーク管を試作した。従来のストリーク管に MCP を 2 枚内蔵させ、光電面作成時に、高濃度のアルカリ蒸気が MCP に付着して暗電流を増加させないよう、アルカリ蒸気阻止用のスライド式可動シャッターを陽極のアパーチャー部に設けてある。MCP の電子増倍利得は、その 2 枚合わせた印加電圧が  $1.5\text{kV}$  の時、 $5.8 \times 10^5$  である。これにより光子 1 個、1 個をピコ秒の時間分解能で捉えることが可能となり、ピコ秒領域での光子統計や、非常に微弱な信号を取り扱うことの多いピコ秒蛍光寿命の測定が行いやすくなった。

#### 6.3 不可視領域への感度の拡張

光電面を用いる電子管検出デバイスは、窓材と光電面の組み合わせにより、軟 X 線～紫外、可視光、近赤外の広い範囲に感度を持たすことができる。図 6-27 は、ストリーク管で可能となった分光感度の例を示す<sup>45)</sup>。特に赤外用や軟 X 線用ストリーク管では、十分

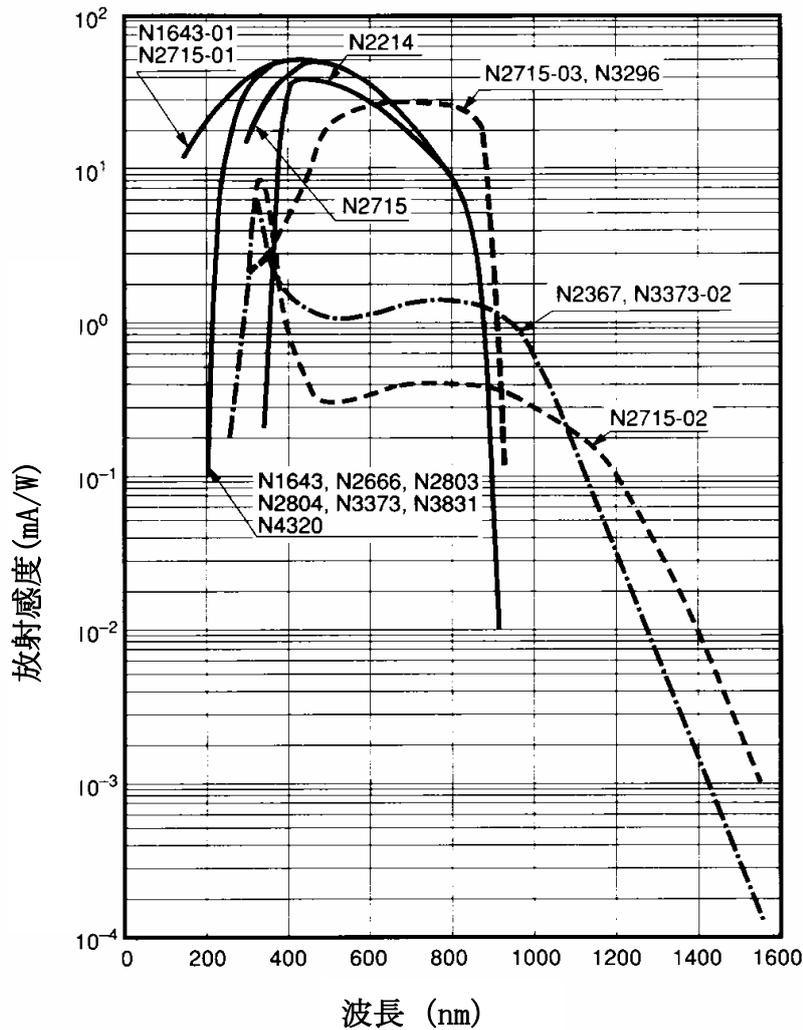


図 6-27 分光感度特性

な性能を引き出すために管体に特別な工夫をした。さらにレーザー核融合反応の診断に使用する中性子ストリークカメラのカソードの基礎特性を実験により得た。

### 6.3.1 赤外線用シンクロスキャンストリーク管<sup>11,12)</sup>

図 6-28 に、試作した赤外線用シンクロスキャンストリーク管の構造と動作電圧を示す。管体は 7.1 に示す 10ps の時間分解能を持つ可視光用シンクロスキャンストリーク管と同様である。光電面は、S-1 タイプで、その暗電流は常温では 10pA/cm<sup>2</sup> と大きく、その値のバラツキも大きい。さらにストリーク管では、光電子面表面の電界が数 kV/mm 以上あるので、ショットキー効果によりその値はさらに桁のオーダーで大きくなる。これによる BG 上昇は、電子ビームが出力面上で 1 回だけ掃引される単発掃引では、暗電流が出力掃引面に流入する時間は、ns オーダーで無視できる場合も多い。しかし、シンクロスキャン動作では、掃引回数分の暗電流が出力面に流入し重なるので BG 上昇が大きくな

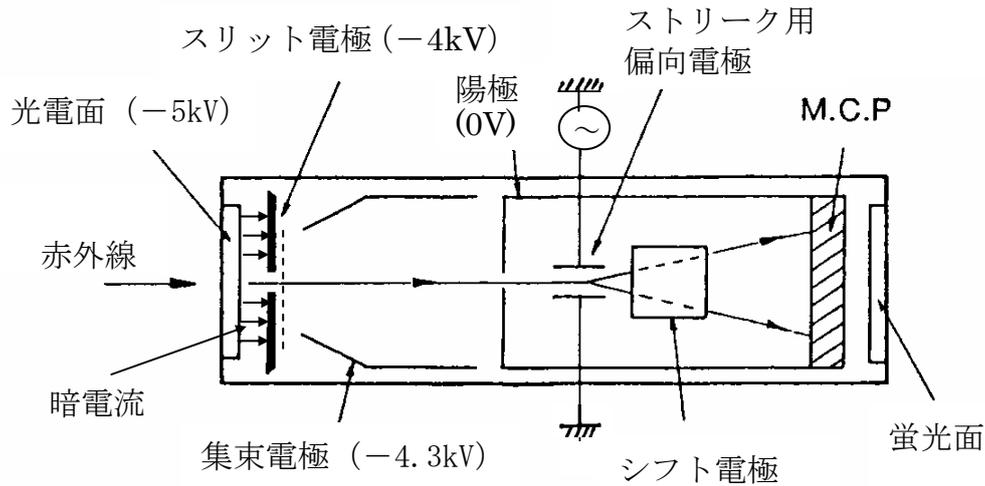


図 6-28 赤外線用シンクロスキャンストリーク管の構造と動作電圧

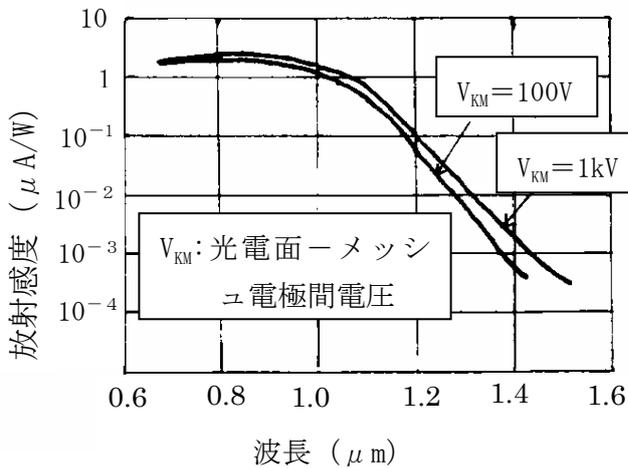


図 6-29 S-1 光電面の分光感度特性

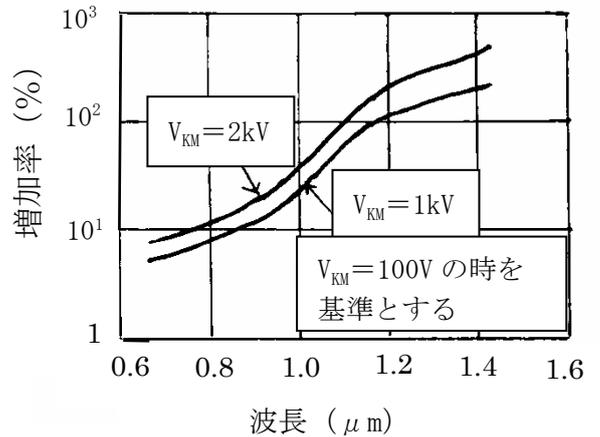


図 6-30 電界による感度増加率の波長依存性

る。そこで、線状の被計測光が入射する部分以外からの暗電流を阻止するために、従来の加速メッシュ電極に密着して、スリット電極を設けた。これにより光電面暗電流に起因するBG上昇を23分の1に低減できた。(5.2.2、図5-24参照)

図6-29は、S-1光電面の分光感度特性を示し、光電面近傍の高電界から生じるショットキー効果により増感効果が認められる<sup>46)</sup>。光電面とメッシュ電極の間隔は1mmであり、波長 $1.53\mu\text{m}$ でこの間に動作電圧の1kVを印加した時、感度は、 $0.31\mu\text{A/W}$ であった。図6-30は、光電面とメッシュ電極の間の印加電圧を100Vから2kVに変えた時の感度増加率の波長依存性を示す。長波長ほど増加率は大きく、量子効率が急激に低下する付近では、大きなメリットといえる。しかし長波長側では、増加率は飽和の傾向を示すことがわかった。この電界による光電面感度の増加は、可視光用のS-20光電面でも観測され、その測定結果を図6-31に示す<sup>3)</sup>。

S-1シンクロスキャンストリーク管の時間分解能は、5ps程度が得られた。

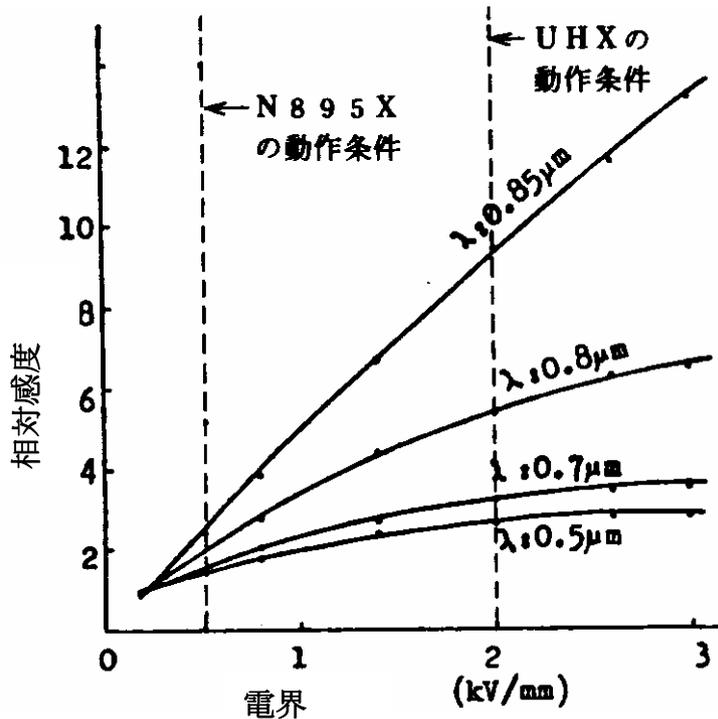


図 6-31 可視光電面 (S-20) の電界による感度増加

### 6.3.2 軟 X 線用ストリーク管<sup>13)</sup>

レーザー核融合実験の X 線観測などを目的に、軟 X 線用ストリーク管を試作した。この特徴は、①有機薄膜を基板に用いた Au 薄膜光電面により 100eV~10keV の軟 X 線に感度を持つ ②光電面がもろい Au 薄膜からなるので、取り扱いによる損傷や高輝度のパルス X 線照射による焼き付き、感度低下等が生じた時、短時間で交換できるデマウンダブル光電面とした ③加速メッシュ電極も破損した時交換可能な構造にした ④前記交換のため、管のエアリーク及び高真空排気を可能とする差動排気システムを管に取り付けた ⑤その差動排気システムを被計測 X 線の発生する真空チャンバーとゲートバルブを通して接続し、管とチャンバーとの脱着や相互の独立操作を容易にした などがあげられる。

図 6-32 は、カメラの側面写真である。左側の円筒部の中央に管が収められ、その周囲に駆動回路が配置されている。管の前部には、レーザー核融合ターゲットが置かれている真空チャンバーと接続するためのフロントエンド部がある。ここには、管を接続するためのフランジ、真空チャンバーを大気圧から隔離するためのゲートバルブ、排気ポンプに接続する配管、デマウンダブル光電面の操作機構、光電面の観察窓等が設けられている。管は、入射 X 線に対して 6° 傾けられている。これは光電面を透過した X 線が直接管の蛍光面を励起して BG 上昇が生じるのを防ぐ (5.2.4 参照)。図 6-33(a) は、管を光電面側から見た写真、(b) は管の側面写真である。管の X 線入射側には、フロントエンド部と結合するための Oリング溝付き金属フランジが設けられている。フランジは、

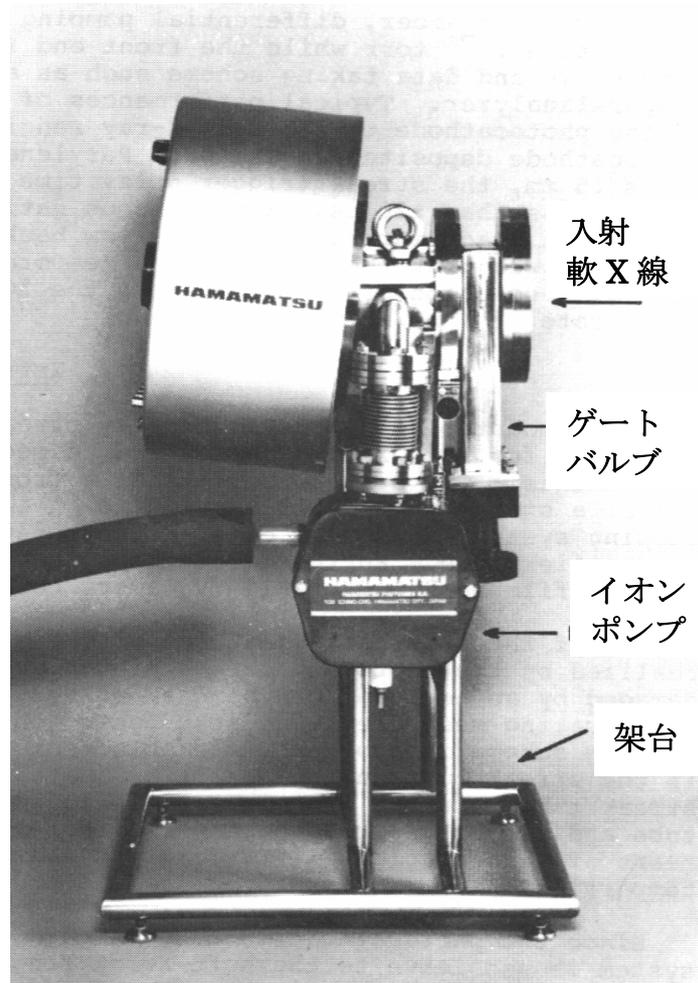
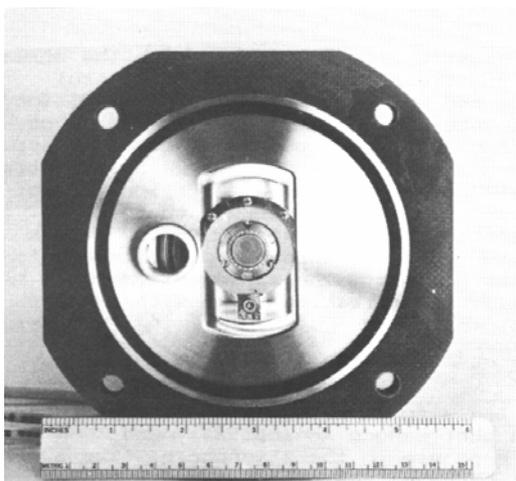
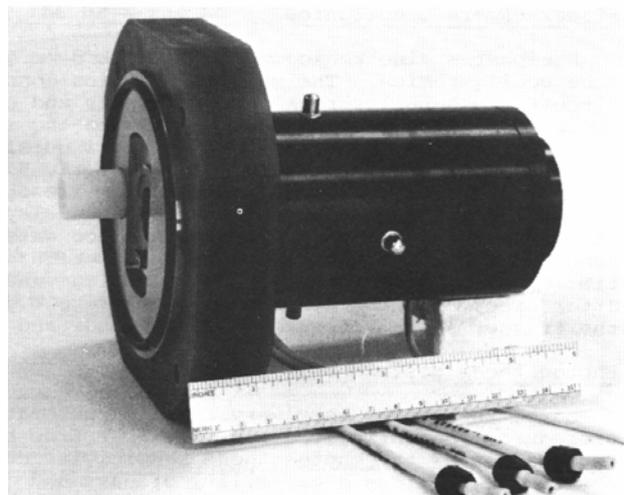


図 6-32 D-X 線ストリークカメラの側面写真



(a) 管を光電面側から見た写真



(b) 管の側面写真

図 6-33 デマウントブル X 線ストリーク管の外観写真

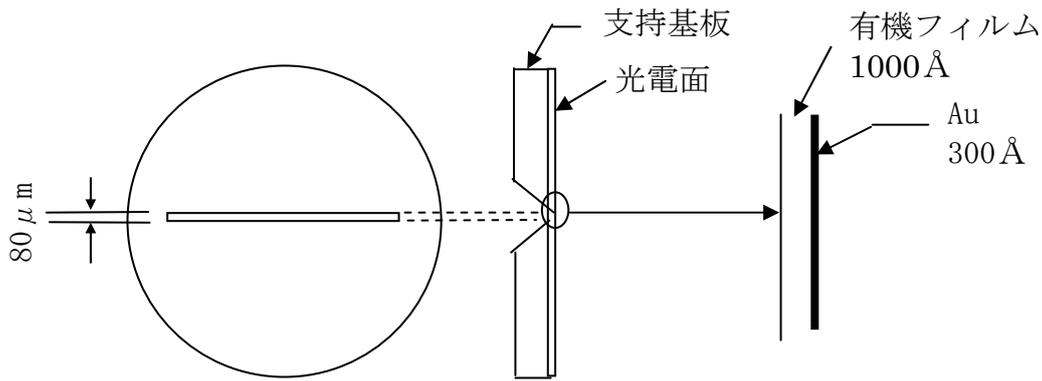


図 6-34 デマウンタブル X 線光電面の構造

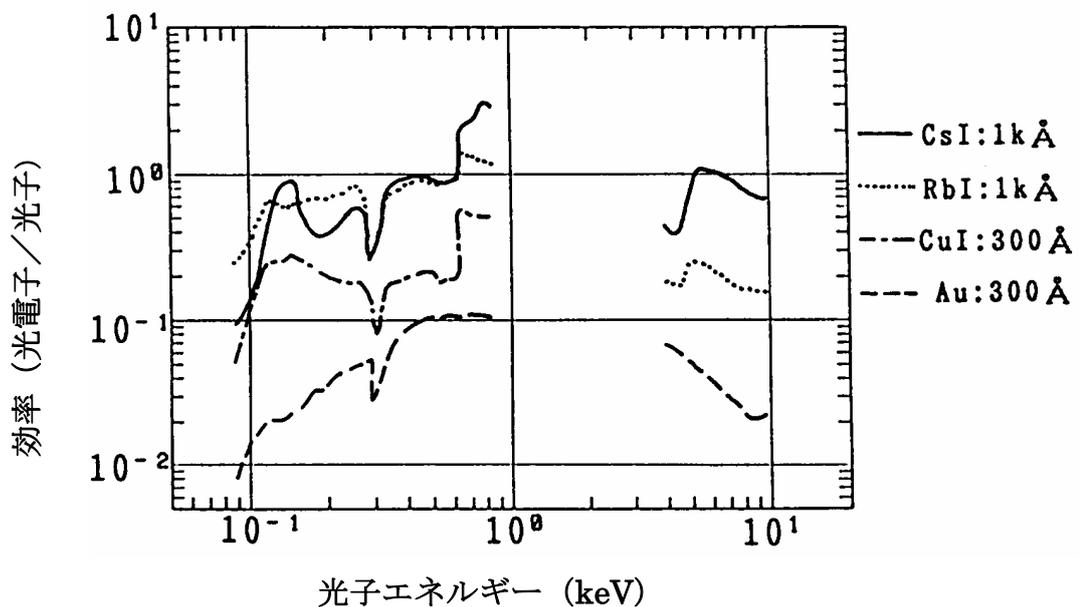


図 6-35 軟 X 線用光電面の分光感度特性

デマウンタブル光電面を押しつけて固定し、かつ差動排気の隔壁も兼ねるステンレス基板と一体になっていて、差動排気用のテフロンパイプがその基板を貫いている。テフロンを用いているのは、負高圧の光電面とグラウンド電位の金属真空配管を絶縁するためである。管の電極構造は可視光線用 2 ps ストリーク管 (図 3-32) とほとんど同じである。目立つ差は、光電面とメッシュ電極を交換可能にしたこと、差動排気できる構造にしたことである。出力窓にはオプティカルファイバプレートを用い、MCP 近接 I. I. を接続するようにしている。光電面は、1000 Å 厚のパリレン支持膜 (有機薄膜) の上に蒸着された 300 Å 厚の Au 薄膜からなる透過型である<sup>47)</sup>。この膜を図 6-34 に示す 80  $\mu$ m スリットのついたステンレス製カソードディスクに付着させ、伸長した。光電面の分光感度を図 6-35 に示す。100eV~10keV のエネルギーの X 線に感度を有する。CsI 等を用いればよ

り高感度になるが時間分解能はその厚みが増すことなどにより低下する。出力蛍光面はP-20タイプでその有効径は25mmである。図6-36は、フロントエンド部の中に設けられたデマウントブル光電面の操作機構を示す。光電面が管の所定位置にあっても、ポジショナーに取り付けられたミラーでその外観を窓から観察できる。さらにポジショナーを回転して光電面を観察窓の傍に移動すれば、真空のまま、より詳細に外観検査ができる。破損や感度低下した光電面は覗き窓より取り出し、新しいものに交換する。この機構は光電面の種類を変える実験にも非常に便利である。

図6-37は管の差動排気システムを示す。フロントエンド部の一端はフランジを介して管に、また、他端はゲートバルブを介してレーザー核融合ターゲットが置かれている真空チャンバーに接続されている。また、フロントエンド部の上部にはOリング気密による覗き窓が設けられ、下部には荒引き用の配管が接続され、側部にはストリーク管内を高真空に差動排気するための配管が接続されている。その配管の1端は、 $8\lambda/s$ のイオンポンプが接続され、他端はフロントエンド部を通り、さらに金属製の光電面固定基板を貫いて管内に通じている。排気は、まず光電面が固定基板から外された状態でフロントエンド部と管を荒引きする。ゲートバルブを開けてチャンバー側からの光入射を可能にする。この時点では、管の真空度はチャンバーと同程度で $10^{-2}\sim 10^{-3}\text{Pa}$ と悪い。次に図6-36のポジショナーを用いて光電面支持基板を固定基板に押し付け、イオンポンプを用いた差動排気により、管内を高電圧印加を安定して行える $1.3\times 10^{-4}\text{Pa}$ より良い真空度に行っている。

光電面、加速メッシュ電極、集束電極、アノードにそれぞれ $-6.5\text{kV}$ 、 $-4.9\text{kV}$ 、 $-5.6\text{kV}$ 、 $0\text{V}$ が印加される。光電面とメッシュ電極間の印加電圧は $1.6\text{kV}$ でその間隔は $2\text{mm}$ である。電子レンズ系の拡大率は1.7、偏向感度は $11\text{mm/kV}$ である。これらの条件で3.1.1.(1)に述べた従来の解析法を用いて(3-1)式に示される時間分解能 $\Delta t$ の理論値を求めた。走行時間広がり $\Delta t_{\text{KD}}$ については、金光電面を軟X線照射した時、光電子の初速度分布の半値幅は $4\text{eV}$ 程度であり<sup>48)</sup>、(3-2)式より約 $6\text{ps}$ となる。次に静止線状像の線幅に起因する時間広がり $\Delta t_{\text{F}}$ について、まず出力線状像の幅をこのストリーク管にMCP入り近接I.I.をファイバー接続した状態で測定した。 $6\text{keV}$ の電子ビームでTiターゲットを衝撃して放出されるX線でストリーク管の $80\mu\text{m}$ スリット幅の光電面を照射した時、フォーカスモード（掃引無しの状態）でI.I.の出力蛍光面に現れた線状像の半値幅は約 $140\mu\text{m}$ であった。また、実際に掃引した時のストリーク速度は下記のように $1.5\times 10^7\text{m/s}$ が得られているので(3-3)式より静止線状像の線幅に起因する時間広がり $\Delta t_{\text{F}}$ は約 $9.3\text{ps}$ となる。偏向場で生じる時間広がり $\Delta t_{\text{D}}$ は、ストリーク速度が遅いので無視した。(3-1)式に上記 $\Delta t_{\text{KD}}$ 、 $\Delta t_{\text{F}}$ の値を代入すれば $\Delta t\sim 11\text{ps}$ が得られる。

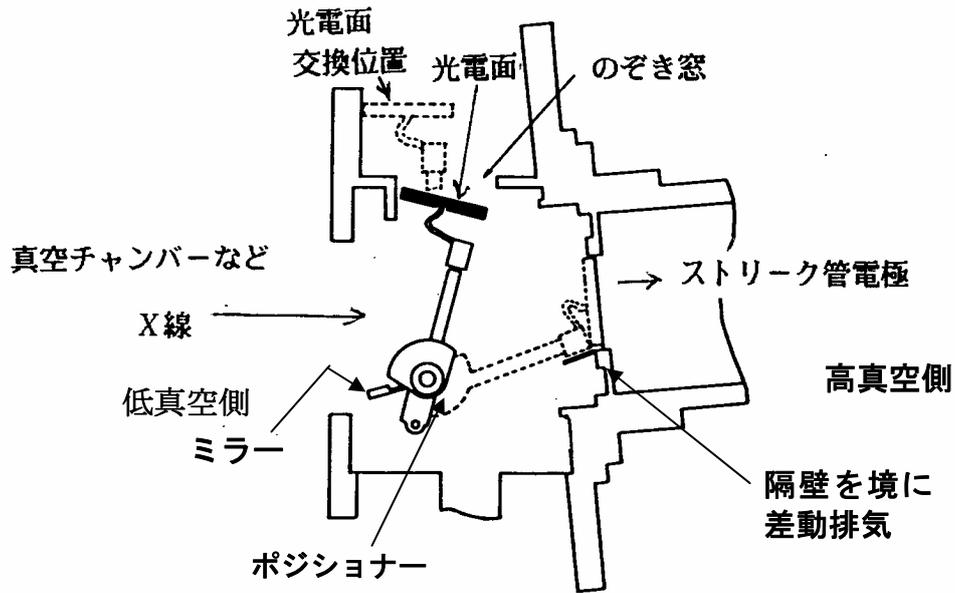


図 6-36 デマウンタブル X 線光電面の操作機構

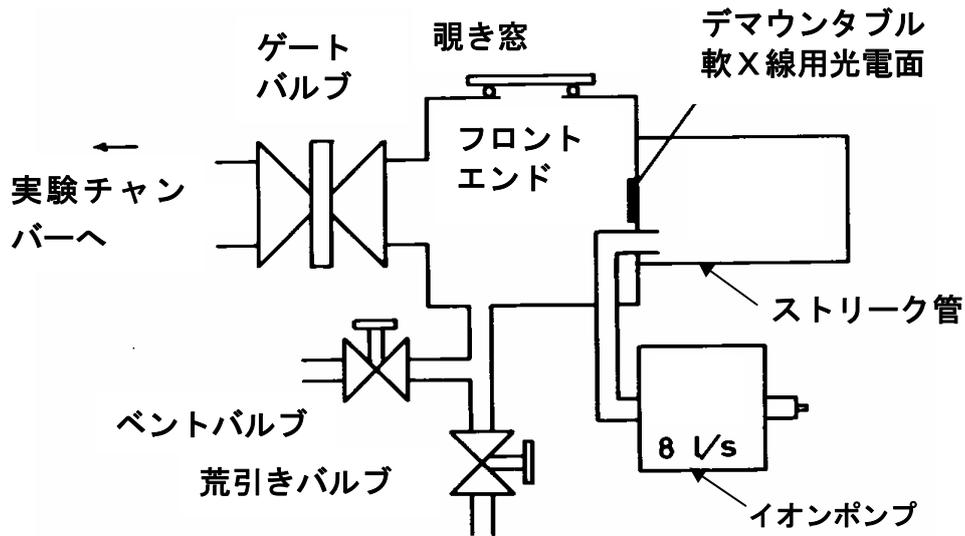
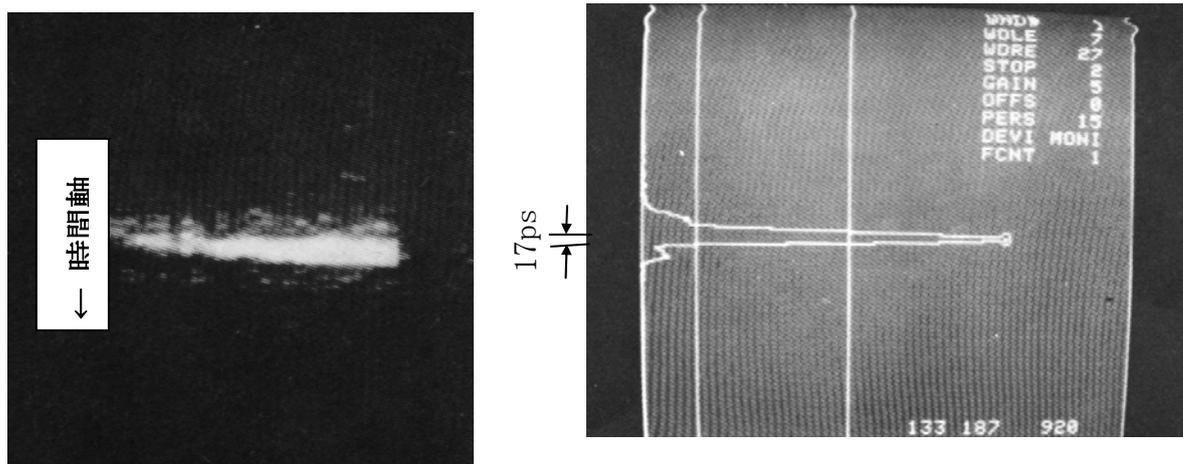


図 6-37 管の差動排気システム

モードロック Nd:ガラスレーザーからの 6ps パルス列で Al ターゲットを照射して得られる ps 軟 X 線パルスを用いて時間分解能を測定した。図 6-38(a)と(b)は、それぞれ得られたストーク像と X 線強度-時間のプロファイルである。半値幅は 17ps でその時のストリーク速度は  $1.5 \times 10^7 \text{ m/s}$  であった。この値は上記の理論値 11ps より悪い。X 線パルスが広がっているためと考えられる。

次に Au ターゲットを波長  $1.06 \mu\text{m}$ 、パルス幅約 50ps のレーザーパルスで照射して得られる軟 X 線パルスを用いて、ダイナミック空間分解能を測定した。パルス光から UV や VUV をカットして軟 X 線のみでパターンを照射するために Al 薄膜フィルターを挿入した。



(a) ストリーク像 (b) 入射X線強度—時間のプロファイル

図 6-38 時間分解能テスト結果

光電面から 0.5mm 離れたところに異なるピッチのスリットパターンが形成された Au 板を置き軟 X 線パルス照射して、光電面にそのパターンを投影した。ストリーク速度が  $1.5 \times 10^7 \text{ m/s}$  の時、光電面上で 20lp/mm の限界空間解像度が得られた。

### 6.3.3 中性子ストリーク管<sup>14-17)</sup>

レーザー核融合で発生する中性子を直接ピコ秒の時間分解でとらえ、核融合反応の様子を捉えるための中性子ストリーク管の可能性について検討した。D-T 反応時間は約 100ps と計算されているので 20ps 程度の時間分解能が必要である。U<sub>2</sub> カソードを中性子—電子変換面に用いる中性子ストリーク管が提案された<sup>49)</sup>。その原理を図 6-39 に示す。そこでは核分裂

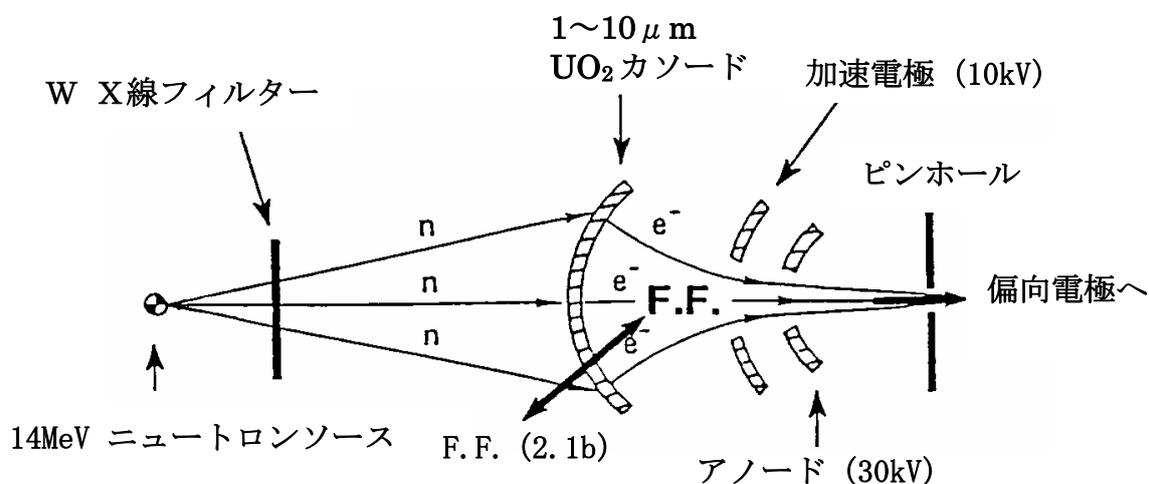


図 6-39 ニュートロンストリークカメラの原理<sup>49)</sup>

表 6-7 酸化ウランカソードの準備

	電着タイプ	真空蒸着タイプ
作成方法	$U(OH)_4 \rightarrow U_3O_8$ 焼成	U の電子ビーム蒸着 $U \rightarrow UO_2$ 空気さらし
理論電子密度 (原子数/cm <sup>3</sup> )	$5.22 \times 10^{21}$	$2.45 \times 10^{22}$
理論核分裂効率 (1 μm 厚) (分裂数/単位中性子)	$1.1 \times 10^{-6}$	$5.5 \times 10^{-6}$

効率（～検出効率）が非常に小さいので、大面積カソードにして放出電子流を絞り込んで掃引する等の案が述べられている。このことから、カメラの性能はUO<sub>2</sub>カソードの特性に大きく依存する。本研究では従来の2psストリーク管の光電面をUO<sub>2</sub>カソードに置き換え、中性子を照射して管の出力面に得られる中性子像によりそのカソードの特性を評価した。その結果、中性子ストリークカメラの実現の可能性が高いこと、また、出力面には中性子照射に起因するかなりのバックグラウンドノイズ（BGノイズ）が現れ対策が必要であることがわかった。

ウランは大きな反応断面積（14MeV中性子に対して2.1barn）を持ち、単位核分裂当たり多数の電子を発生するので、中性子-電子変換面に適する<sup>50)</sup>。しかし、その中での2次電子走行時間を10ps以内にするためには、カソードの厚みを1μm以内に制限する必要がある<sup>49)</sup>。そのような条件下では、検出効率は非常に低くなることが予想される。また、真空放出2次電子の初速度分布の半値幅は約6eV<sup>51)</sup>と大きく、時間分解能が制限される。さらに中性子照射によるカソードの放射化によるBGノイズの上昇の問題も予想される。

厚み1~2μmのUO<sub>2</sub>カソードを表6-7に示す2つの方法で作成した。真空蒸着タイプについては、ウランの原子密度が高くなるので高い核分裂効率が期待できる。このUO<sub>2</sub>カソードを2psストリーク管<sup>3)</sup>の光電面の代わりに組み込んだ。この管には、出力面上の個々の中性子に対応する像を観察できるようにするため、2枚のMCPを内蔵させた。図6-40は、その管の評価実験の様子を示す。カソードの大きさは3mm×10mmである。中性子源には、大阪大学のOKTAVIAN（14MeV、連続モード、中性子放射レート：10<sup>11</sup>~10<sup>12</sup>/s）を用いた。中性子像をSIT-TVカメラで撮像し、VTRで記録した。図6-41は、TVモニター上に得られた真空蒸着タイプカソードの管の中性子像である。白スポットが個々の中性子に対応する。核分裂効率が小さいので、TVモニター上でのスポットの計数率はリアルタイムでは数cpsであり、図の像はVTRからの映像信号を複数フレーム積分して得たものである。多数のスポットで形成している帯がカソードの幅3mmに対応している。

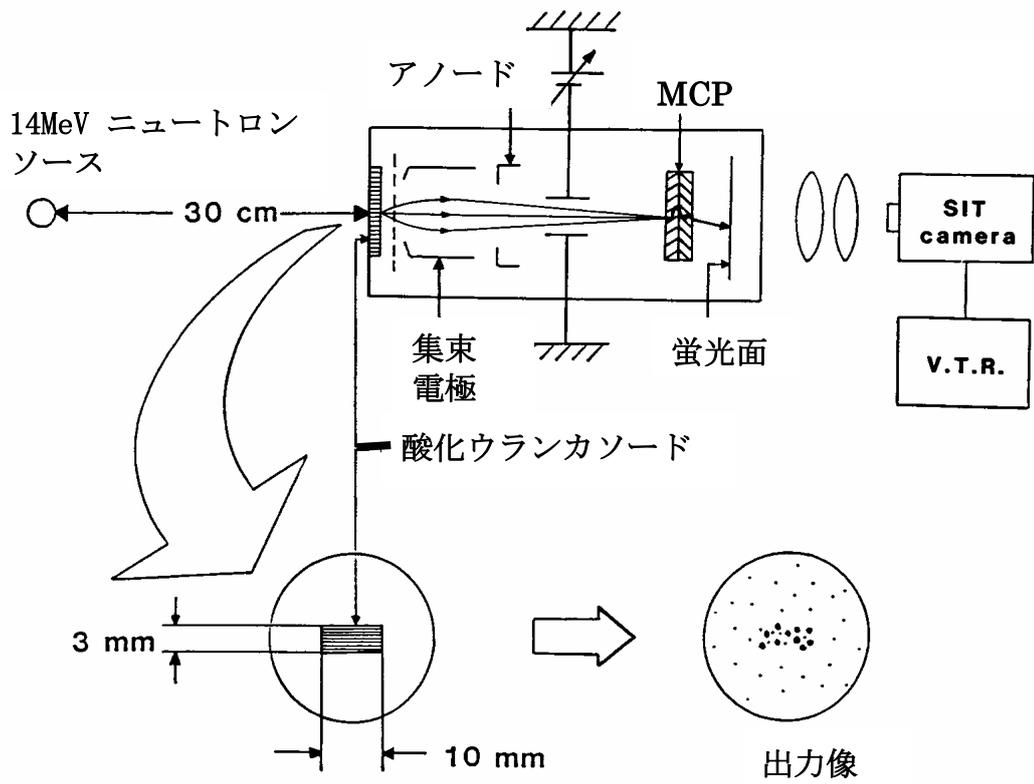


図 6-40 酸化ウランカソード評価実験の様子



図 6-41 TV モニター上に得られた中性子像

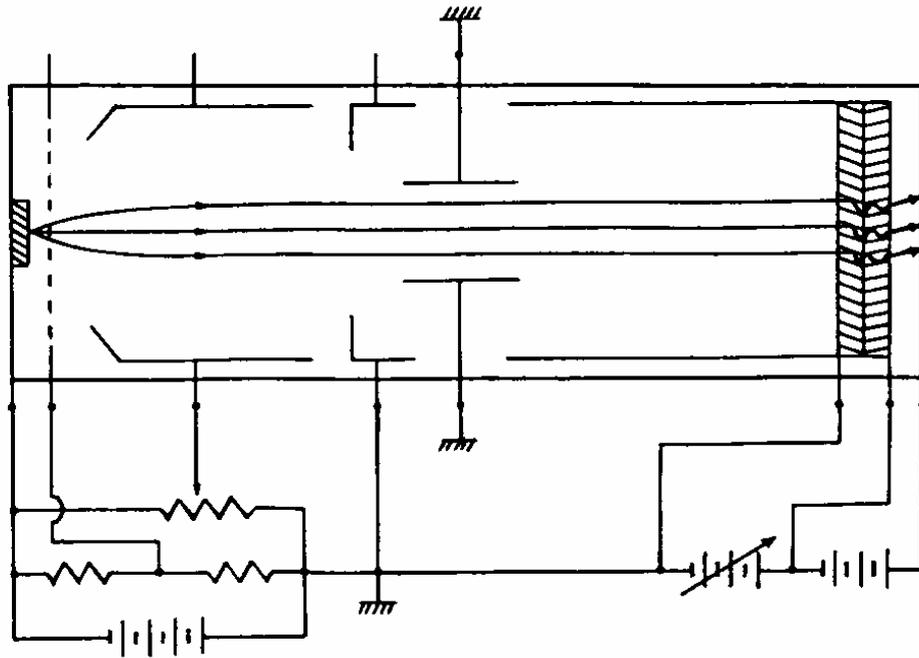


図 6-42 単位核分裂あたり放出される 2 次電子放出効率を測定する方法

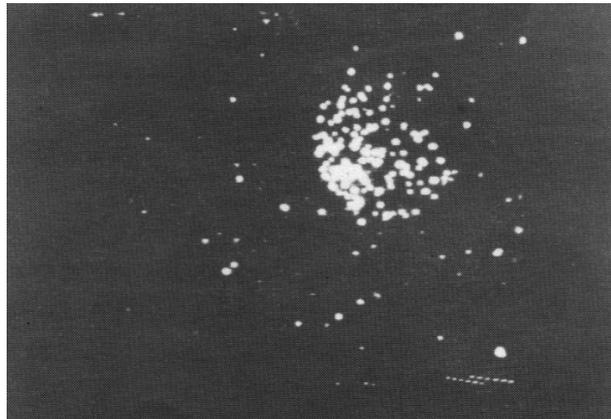


図 6-43 フォーカスずらしにより得られた単位核分裂からの 2 次電子群の像

核分裂効率はこのスポットを数えることにより得られる。図 6-42 は単位核分裂あたり放出される 2 次電子放出効率を測定する方法を示す。集束電極の電圧をジャストフォーカスから少しずらす。すると、一つのスポットに集束していた一つの核分裂によって放出された 2 次電子のグループが図 6-43 に示すようにばらばらになって観察される。一つ一つの白いスポットが一つの核分裂により放出された一個の電子に対応している。単位核分裂あたりの放出 2 次電子数をこの白スポットを数えることによって求めることができる。表 6-8 は、これらの結果をまとめて示す。核分裂効率の実験値は、厚み $\sim 1.5\mu\text{m}$ の電着タイプで $1.1 \times 10^{-6}$ 、厚み $\sim 1\mu\text{m}$ の蒸着タイプで $2.6 \times 10^{-7}$ である。前者は妥当な

表 6-8 酸化ウランカソードの評価結果

	電着タイプ	真空蒸着タイプ
組成	U <sub>3</sub> O <sub>8</sub>	UO <sub>2</sub>
厚さ*	1.5 μm	1 μm
核分裂効率 (理論値)	1.5 × 10 <sup>-6</sup>	5.5 × 10 <sup>-6</sup>
核分裂効率 (実験値)	1.1 × 10 <sup>-6</sup>	2.6 × 10 <sup>-7</sup>
2次電子放出効率 /単位核分裂	~60	~150

\* U から放出される α 粒子の計数により決定された。

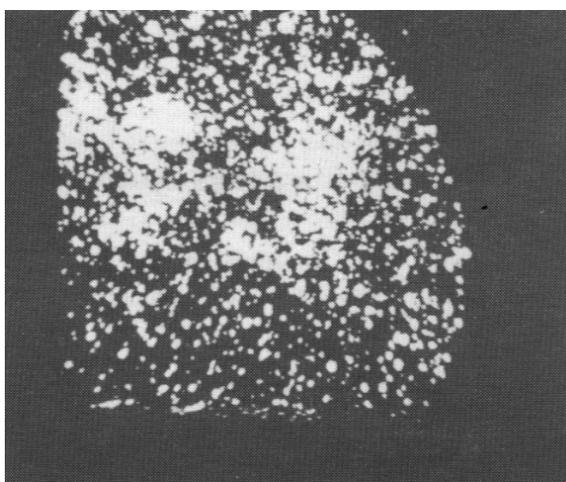


図 6-44 中性子像と一緒に現れたノイズスポット

値であるが、後者は期待したものより小さい。その理由は現在の所わからない。単位核分裂当たりの2次電子放出効率は核分裂毎に大きくばらついているので、平均値を示した。その値は、加速メッシュ電極の透過率、MCP の開口率などで補正してある。電着タイプで~60、蒸着タイプで~150 である。これに関しては、蒸着タイプの方が大きく表面の清浄性、均一性によると考えられる。図 6-44 はフォーカスモードにおける、14MeV 中性子を照射して得られた電着タイプのカソードの出力像である。大きな団塊は中性子スポットの集合で、それらはカソードの 3mm 幅の帯の形状を作っている。しかし、それに加えてたくさんの小さなノイズスポットも観察される。これらの雑音が MCP で発生していることがわかった。これは MCP に直接入射して来る中性子やγ線により励起されるためと考えられる。この雑音を除去する必要がある。図 6-41 では雑音がほとんどない。これは、蒸着タイプでは単位核分裂当たりの2次電子効率が非常に高いので MCP の印加電圧が電着タイプの場合より低く設定されたため MCP で発生するノイズが減ったと考えられる。カソードのライフに関しては、全体に~10<sup>10</sup> n/mm<sup>2</sup>で照射後も問題は生じなかった<sup>50)</sup>。

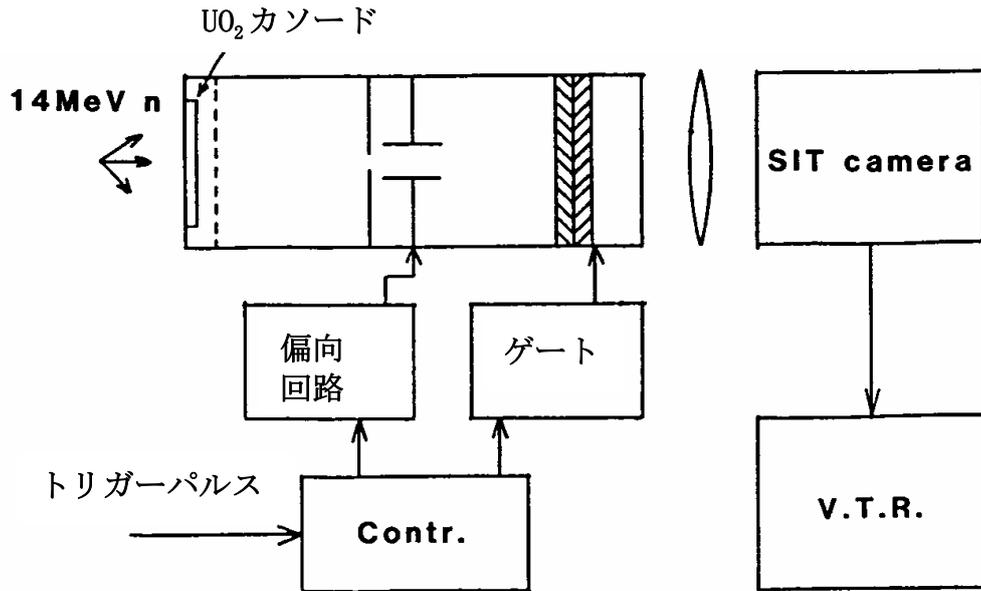


図 6-45 単位核分裂により放出される 2 次電子群の時間広がり の測定の様子

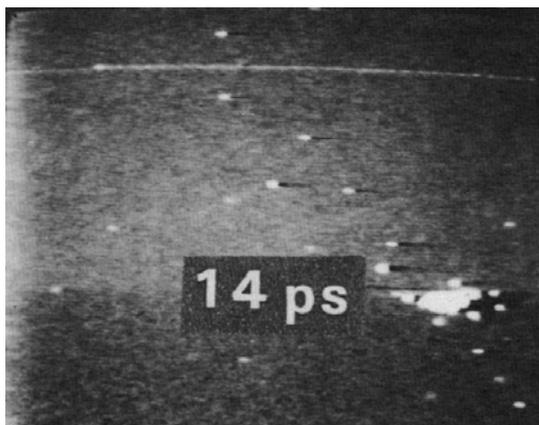


図 6-46 単位核分裂により得られた 2 次電子群のストリーク像

次に  $UO_2$  カソードの時間応答を、一つの核分裂で生じる 2 次電子群を掃引した時、出力上に得られるストリーク像の時間広がり で評価した。蒸着タイプの  $UO_2$  カソードを組み込んだ管を実験に用いた。図 6-45 はその実験の様子を示す。中性子源は連続モードで、カソードとの距離は約 4cm である。この場合、中性子は時間的にランダムにカソードに入射するので単発掃引で出力掃引像を得るのは困難である。そこで像獲得の確率を増すために 1kHz の繰り返しで掃引電圧を偏向電極に印加した。図 6-46 は、TV モニター上に得られたストリーク像である。14ps の時間広がり が得られた。この値はカソード内で発生した 2 次電子の散乱-制限速度を  $\sim 10^7$  cm/s とした時<sup>49)</sup> の  $1\mu$  m 厚カソード内の走行時間広がり  $\Delta t_K \sim 10$  ps と、真空放出 2 次電子の初速度分布の半値幅  $\sim 6$  eV、光電面-メッシュ電極間の電界 0.5kV/mm を (3-2) 式に代入して得られる管内走行時間広がり  $\Delta t_{KD} \sim 11.5$  ps の二つをコンボリューションして得られる理論時間分解能 15.2ps とほぼ一致

している。但し、ここではフォーカスモードにおける単位核分裂に対応するスポットの掃引方向の幅に起因する時間広がり  $\Delta t_f$  と偏向場で生じる時間広がり  $\Delta t_D$  は上記二つの広がりには比べ小さいので無視した。

これらの実験結果より、 $UO_2$  カソードは ps オーダーの時間応答も有し、それをを用いた中性子ストリーク管の実現の可能性は大きい。一方実用化には、MCP ゲートなどによるノイズの除去が必要なこともわかった。

#### 参考文献

- 1) L.W.Coleman: Presented at SOC. OF PHOTOOPT. INSTRUM. ENG. MEET., San Diego, p. 171(1973)
- 2) 木下勝之、鈴木義二、松岡正浩: テレビ全大, 3-2, p. 37 (1976)
- 3) K. KINOSHITA and Y. SUZUKI: Pro. of the 13th ICHSPP, Tokyo, SPIE, Vol. 189, p. 504(1978)
- 4) 木下勝之、鈴木義二: 電気学会電子装置研究会資料 EDD-78-82, 電子通信学会電子デバイス研究会信学技報 ED78-55, p. 25 (1978)
- 5) 木下勝之、木下正雄、鈴木義二: テレビ全大, 3-4, p. 55(1982)
- 6) 木下正雄、木下勝之、山本晃永、鈴木義二: 信学技報 ED82-128, p. 1 (1983)
- 7) M. KINOSHITA, K. KINOSHITA, K. YAMAMOTO and Y. SUZUKI: ADVANCES IN ELECTRONICS AND ELECTRON PHYSICS, VOL. **64B**, p. 323(1983)
- 8) 木下勝之、木下正雄、鈴木義二: テレビジョン学会誌, **40**, 12, p. 1232 (1986)
- 9) T. Urakami, Y. Takiguchi, K. Kinoshita, and Y. Tsuchiya: Proc., SPIE, Vol. **693**, p. 98 (1986)
- 10) 浦上恒幸、滝口義浩、木下勝之、土屋裕: 第7回応用物理学学会学術講演会, 30a-F-1(1988, 秋季)
- 11) 木下勝之、中村勤、稲垣善則、尾崎泰人: テレビ全大, 2-12, p. 39 (1985)
- 12) Y. Tsuchiya, H. Suzuki, M. Koishi, K. Kinoshita, T. Nakamura: Proc., SPIE, Vol. **569**, p. 181 (1985)
- 13) K. Kinoshita, E. Inuzuka, Y. Takiguchi, H. Okada, K. Suzuki I. Hayashi, Y. Tsuchiya K. Oba, Hector Meddecki, Gary L. Stradling: Proc., SPIE, Vol. **427**, p. 36(1983)
- 14) 仁木秀明, 糸賀賢二、山中正宣、山中龍彦、山中千代衛、木下勝之、滝口義浩、土屋裕、大庭弘一郎: 第32回応用物理学関係連合講演会, 29a-F-2 (1985, 春季)
- 15) 仁木秀明, 糸賀賢二、山中正宣、山中龍彦、山中千代衛、木下勝之、滝口義浩、林郁夫、土屋裕、大庭弘一郎、飯田敏行、高橋亮人、住田健二: 第32回応用物理学関係連合講演会, 29a-F-3 (1985, 春季)
- 16) 木下勝之、滝口義浩、林郁夫、土屋裕、大庭弘一郎、糸賀賢二、仁木秀明、山中正宣、宮永憲明、井澤靖和、山中龍彦、山中千代衛、飯田敏行、高橋亮人、住田健二: 第46回応用物理学学会学術講演会, 2a-ZC-8(1985, 秋季)

- 17) K. Kinoshita Y. Takiguchi, I. Hayashi, Y. Tsuchiya, K. Oba, M. Yamanaka, H. Niki, K. Itoga, N. Miyanaga, T. Yamanaka, Y. Izawa, C. Yamanaka, T. Iida, A. Takahashi, K. Sumita: Proc., SPIE, Vol. **693**, p. 111 (1986)
- 18) Instrument Technology Limited 社 ストリーク管カタログ 10:102
- 19) バリアン社 MCP カタログ
- 20) Y. Tsuchiya, E. Inuzuka, Y. Suzuki, and W. Yu: Pro. of the 13th ICHSPP, Tokyo, SPIE, Vol. 189, p. 517 (1978)
- 21) G. I. Bryukhnevich, A. F. Kozlov, V. V. Korobkin, G. T. Petrovskii, A. M. Prokhorov, D. K. Sattarov, Yu. N. Serdyuchenko, M. L. Smirnova, B. M. Stepanov, and M. Ya. Shchelev: Sov. J. Opt. Technol. **44**(5), p. 276 (May 1977)
- 22) V. V. Korobkin, A. A. Maljutin, and M. Ya. Schelev: J. Photogr. Sci., **17**, Sept. p. 179, (1969)
- 23) D. J. Bradley: Very High Resolution Spectroscopy, R. A. Smith ed., London, New York: Academic Press, ch. 5, p. 91 (1976)
- 24) 萩野実: 博士論文「セシウム・アンチモン系光電陰極に関する研究」東北大学電気通信研究所、p. 55 (1964)
- 25) D. J. Bradley, B. Liddy, W. Sibbett, and W. E. Sleat: Appl. Phys. Lett., **20**, 6, p. 219 (1972)
- 26) R. Kalibjian, C. F. McConaghy, and L. W. Coleman: Rev. Sci. Instrum. **45**(6), Jun. p. 776 (1974)
- 27) Ralph Kalibjian: Journal of applied physics, Vol. 46, No. 11, Nov. p. 4875 (1975)
- 28) H. Niu and W. Sibbett: Rev. Sci. Instrum. **52**(12), Dec. p. 1830 (1981)
- 29) E. Inuzuka, Y. Tsuchiya and K. Kamiya: Pro. of the 13th ICHSPP, Tokyo, SPIE, Vol. **189**, p. 586 (1978)
- 30) 木下勝之、鈴木誠、鈴木義二: テレビ全大, 3-13, p. 89 (1979)
- 31) 木下勝之、鈴木誠、鈴木義二: テレビジョン学会技術報告 ED467, 1PD46-5, p. 25 (1979)
- 32) 宮木, 神谷, 大城: テレビ学技報, ED849, p. 25 (1985)
- 33) J. G. Timothy and R. L. Bybee: Rev. Sci. Instrum., **46**, 12, p. 1615 (Dec., 1975)
- 34) Michael Lampton and Francesco Paresce: Rev. Sci. Instrum., **45**, 9, p. 1098 (Sept., 1974)
- 35) E. Kellogg, P. Henry, S. Murray and L. Van Spey-broeck: Rev. Sci. Instrum., **47**, 3, p. 282 (Mar., 1976)
- 36) 山本, 大橋, 鈴木 (佐): テレビ全大, 2-1 (1979)
- 37) 大庭, 鈴木 (誠): 応用物理学会秋季大会予稿, 30a-R-4 (1979)
- 38) 木下 (正), 大庭, 山本, 鈴木 (義): 応用物理学会春季大会予稿, 2a-V-2 (1982)
- 39) R. Ward: Adv. In ELECTRONICS AND ELECTRON PHYSICS, **40B**, p. 553 (1976)
- 40) 木下 (勝), 加藤, 鈴木 (義): テレビ全大, 3-8 (1980)
- 41) 河付, 柳澤: テレビ誌, **36**, 3, p. 216 (Mar., 1982)

- 42) 山本, 寺田, 杉浦 : 応用物理学会春季大会予稿, 2p-G-7 (1982)
- 43) Y. Tsuchiya, E. Inuzuka, T. Kurono and M. Hosoda : Adv. in Electronics and Electron Physics, **64A**, p.21 (1983)
- 44) Yutaka Tsuchiya, Eiji Inuzuka, Takehiro Kurono and Makoto Hosoda : Journal of Imaging Technology, **11**, 5, p.215 (Oct., 1985)
- 45) 浜松ホトニクス (株) STREAK TUBE TECHNICAL DATA SEPT. 1992
- 46) E. G. Burroughs, Appl. Opt., Vol. **8**, No. 2, p. 261 (1969)
- 47) GARY L. STRADLING, DAVID T. ATTWOOD, AND ROBERT L. KAUFFMAN: IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. **QE-19**, NO. 4, p. 604 (APRIL 1983)
- 48) B. L. Henke, J. P. Knauer, and K. Permeratne: J. Appl. Phys., Vol. **52**, p. 1509 (1981)
- 49) C. L. Wang, R. Kalibjian and M. S. Singh: Proc., SPIE, Vol. **348**, p. 276 (1982)
- 50) J. N. Anno: J. Appl. Phys., Vol. **33**, p. 1678 (1962)
- 51) F. E. Jamerson, C. B. Leffert, and D. B. Rees: J. Appl. Phys., Vol. **36**, p. 355 (1965)

## 第7章 新しい動作方式の測光管

前章までの特性の解析、改善を基に、以下に示すような新しい動作方式の超高速測光用イメージ管を考案・試作し、従来にない優れた機能を引き出すことができた。

- 1) 従来の大型のシンクロスキャンストリーク管を、MCP を内蔵させて小型の扱い易い管とした<sup>1-3)</sup>。さらに、楕円掃引方式を考案し、戻り掃引時の信号の重なり除去を容易にした<sup>4)</sup>。
- 2) 必要な掃引電圧を低くすることにより、動作しやすいストリーク管を試作した。偏向電極に入射する光電子ビームを数 keV の低速にするとともに、進行波型偏向電極を用いて掃引することにより、数 10Vp-p という超低掃引電圧での駆動を可能とした<sup>5)</sup>。
- 3) 光電面のそばの加速電極にスリット電極を採用し、出力蛍光面の前にもスリット電極を設けて、掃引光電子ビームをサンプリングするストリーク管を試作した。この出力を光電子増倍管 (PMT) で読み出すことにより、安価で、 $10^3$  以上の大きなダイナミックレンジ (Dレンジ) を持つサンプリング光オシロスコープが可能となることを示した<sup>6-9)</sup>。
- 4) 2 種類の超高速時間分解イメージング方式を考案・試作し目標とした性能を確認できた。一つは、光電面からの光電子像を、偏向電極により MCP 入力面上に順次配列すると同時に、シャッター動作を MCP のパルス電圧印加によるゲーティングにより行うものである<sup>10)</sup>。もう一つは、全く新しい動作原理の偏向中心結像—掃引シャッター方式の高繰り返し・超高速シャッター管で、電子管としては、15ps という世界最短のシャッター時間を得ることができた<sup>11-17)</sup>。

### 7.1 MCP 内蔵小型シンクロスキャンストリーク管<sup>1-3)</sup>

2.2.2 に述べたように高繰り返し光の計測では、シンクロスキャン動作により、微弱的な光現象でも、良好な S/N 比のストリーク像を得ることができる。しかし、従来のシンクロスキャンストリーク管は、大型 (全長 312mm, 最大径 128mm) で、必要な正弦波掃引電圧の振幅も約 3.5kVp-p と大きかった<sup>18-20)</sup>。本研究では、MCP を内蔵して加速電圧を下げ掃引電極の偏向感度を上げることにより、1~1.5 kVp-p の比較的小さな掃引電圧振幅で、10ps 以内の時間分解能が得られる小型の管を開発できた。さらにその際、MCP にゲート機能<sup>20)</sup>を持たせ、TVカメラによるストリーク像の積分時間を調整できるようにした。また、初期の試作管では、100MHz オーダーの掃引電圧を印加すると管内で放電が生じ、バックグラウンド上昇が生じた。これに関しては、5.2.6 に詳しく述べたようにこの原因がマルチパクタリング放電<sup>21)</sup>によることを見出し、対策の結果、偏向電極部の電極配置を工夫すれば防止できることがわかった。

### 7.1.1 設計および試作管の構造

管の目標仕様を、表 7-1 に示す。時間分解能の目標値は、10ps 以内とし、光電面の分光感度領域は、広い用途にこたえるため、紫外線透過ガラス窓とマルチアルカリ光電面を組み合わせ、200～850nm と広くした。出力部には、管の加速電圧を低く設定できる、増倍率を調節して被計測光の測定強度範囲を広くとれる、光電子流をゲートできる、などの長所をもつ MCP を内蔵させた。掃引周波数の範囲は、用いられるレーザーを考慮して 80～160MHz とした。高い時間分解能を得るには、後述するように、大きな掃引速度が要求される。このとき、必要な掃引電圧振幅をできるだけ小さくするため、偏向感度を上げる工夫をした。

先に開発した単発掃引型<sup>22)</sup>では、空間電荷効果による時間分解能の劣化<sup>23)</sup>を防止する必要もあり、光電面、陽極間の加速電圧を 10kV と高く設定したが、シンクロスキャン動作では、光電子流の電荷密度は小さく、その効果は無視できるので、これを 5kV と低くした。蛍光面に直接、光電子を流入させる場合、低加速電圧では、発光効率が下がってしまうが、MCP を内蔵する場合、加速電圧が低くても、増倍特性は、ほとんど影響を受けないので、この設定が可能になる。また、偏向電極、蛍光面間の距離も、先に開発した単発掃引型のものより長くした。それでも、管の全長は 200mm、最大直径は 52mm と、先に報告されたものより、かなり小さく収まった。

これらの偏向感度向上対策により、図 7-1 に示す偏向電極を用いて、50mm/kV という高い偏向感度が得られる。掃引用偏向電極の出力側には、掃引方向に垂直な方向の中心ズレを補正するための位置調整電極が設けられている。この時、高周波掃引電圧がその電極に混入して影響を与えることを防止するために、中心に穴の空いた分離電極により両電極間を遮蔽している。

表 7-1 管の目標仕様

時間分解能	≤ 10ps
分光感度	200～850nm
MCP	内蔵
掃引周波数	80～160MHz
加速電圧 (光電面－陽極)	5kV
全長	200mm
管径	52mm
偏向感度	50mm/kV
電子光学系拡大率	2.3

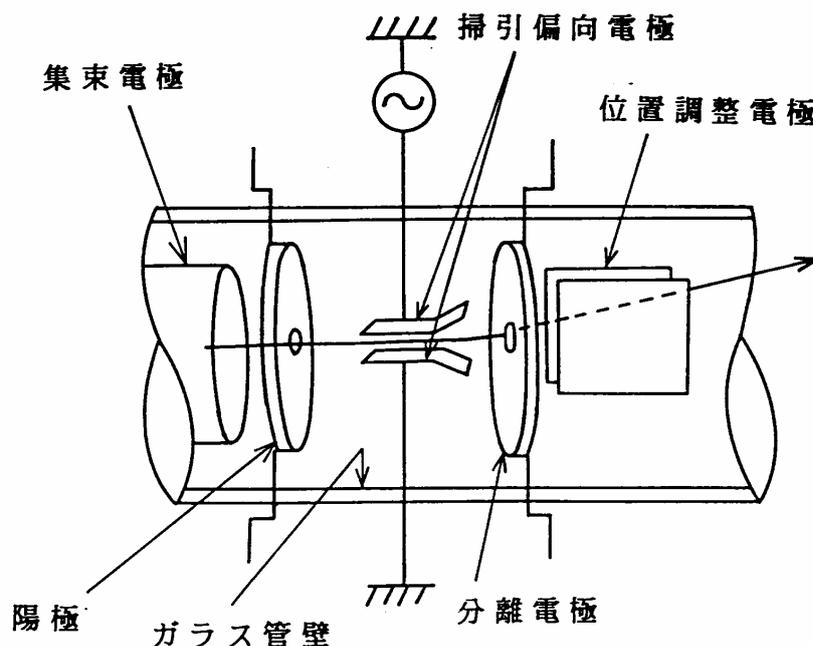


図 7-1 シンクロスキャンを行うための偏向電極周辺の構成  
(マルチパクタリング対策前)

これら条件下で、10ps 以内の時間分解能を得るために必要な高周波掃引電圧の振幅  $V_{p-p}$  を以下に求める。ストリーク管の時間分解能  $\Delta t$  は主として二つの時間広がりであり、次式で近似される。

$$\Delta t \sim \sqrt{\Delta t_{KD}^2 + \Delta t_F^2} \quad (7-1)$$

ここで  $\Delta t_{KD}$  は、光電面で同時に多数の光電子が放出された時、その光電子群が初速度分布を持つために、時間分解が行われる偏向電極に到達するまでに生じる走行時間広がり (s) である。 $\Delta t_F$  は、ストリーク管に線状光を入射した時、掃引していない状態 (以下フォーカスモードと呼ぶ) で、蛍光面上に生じる静止線状像の線幅に起因する時間広がりである。 $\Delta t_{KD}$  の大部分は光電面-メッシュ電極間の低速部で生じ、次式で示される<sup>24)</sup>。

$$\Delta t_{KD} \sim \Delta t_{KM} \sim 2.34 \times 10^{-6} \times \sqrt{\Delta \epsilon} / E \quad (7-2)$$

ここで  $\Delta t_{KM}$  は光電面とメッシュ電極の間で生じる光電子の走行時間広がり (s)、 $\Delta \epsilon$  は放出光電子群の持つエネルギー分布の半値幅 (eV)、E は光電面とメッシュ電極の間の電界 (V/m) である。 $\Delta \epsilon$  は光電面の種類と入射光波長によって定まる。光電面を S-20、入射光を可視光とすると、 $\Delta \epsilon$  は、6.1.3. で述べたように大きく見積もっても 1eV 程度である。この管では、耐圧や、機械的精度を考慮して、光電面-メッシュ電極間の距離は 1mm、その間の印加電圧は、1kV に設定したので、 $E = 1 \times 10^6$  (V/m) となり、 $\Delta t_{KM} \sim$

2.3 (ps) となる。

したがって、 $\Delta t$  を 10ps 以内にするためには、(7-1)式より、 $\Delta t_F < 9.7$  (ps) が必要となる。 $t_F$ は次式で示される。

$$\Delta t_F = W_F / v \quad (7-3)$$

ここで $W_F$  は、フォーカスモードにおける蛍光面上の線状像の掃引方向の半値幅 (m)、 $v$ はストリーク速度 (m/s) である。出力線状像の幅は、光電面に結像される被計測光の線幅、管の電子光学系の拡大率とその線広がり関数によって定まる。管の電子光学系の拡大率は、この場合、約 2.3 であり、管の電子光学系の線広がり関数は、掃引される出力蛍光面上の位置で変わり、有効掃引幅 10mm の端で悪くなる。光電面上の被計測光の線幅は、入射光学系の設定で変わるが、よく用いられる約  $20 \mu\text{m}$  とし、出力線状像の幅 $W_F$  を有効掃引幅の端で、試作管を用いて実測し、約  $84 \mu\text{m}$  が得られた。

次に、掃引速度について換討する。図 7-1 の偏向電極の片側は、接地電位とし、もう一方に次式に示す正弦電圧  $v$  (V) を印加したとする。

$$v = (V_{p-p}/2) \sin(2\pi ft) \quad (7-4)$$

ここで、 $f$  は正弦波電圧の周波数 (Hz) である。光電子流の加速電圧は 5kV であり、光電子の偏向電極部の通過時間は約 380ps となる。したがって、最大 160MHz の掃引周波数でも、偏向感度の周波数依存性は少なく、ここでは簡単のため無視する。

各光電子が偏向電極に到達した時の電圧が (7-4) 式に示されたものとすれば、これらの光電子の各電圧に対応する出力蛍光面上の中心からの偏位  $D$  (m) は、次式で与えられる。

$$D = (S \cdot V_{p-p}/2) \sin(2\pi ft) \quad (7-5)$$

ここで、 $S$  は偏向感度 (m/V) である。また、偏位  $D$  における掃引速度  $X$  (m/s) は、次式で与えられる。

$$X = dD/dt = \pi f S V_{p-p} \quad (7-6)$$

(7-6) 式よりわかるように、掃引速度は、 $D$  が大きいほど小さくなる。有効掃引幅は、10mm としたので、 $D = \pm 5 \times 10^{-3}$  (m) のとき、掃引速度は最も遅くなる。一方、前述のように出力線状像の幅  $W$  は、この位置で最大となるので、ここで、(7-3) 式より求まる  $\Delta t_F$  を 9.7ps 以内にすればよいことになる。

(7-3)、(7-6) 式より、その条件を満足するような掃引周波数と掃引電圧振幅  $V_{p-p}$  の関係を求め、図 7-2 に示した。さらに、多少の掃引ジッターや、テレビカメラによる空間分解能劣化があっても、10ps の時間分解能が得られるだけの余裕をもたすために、

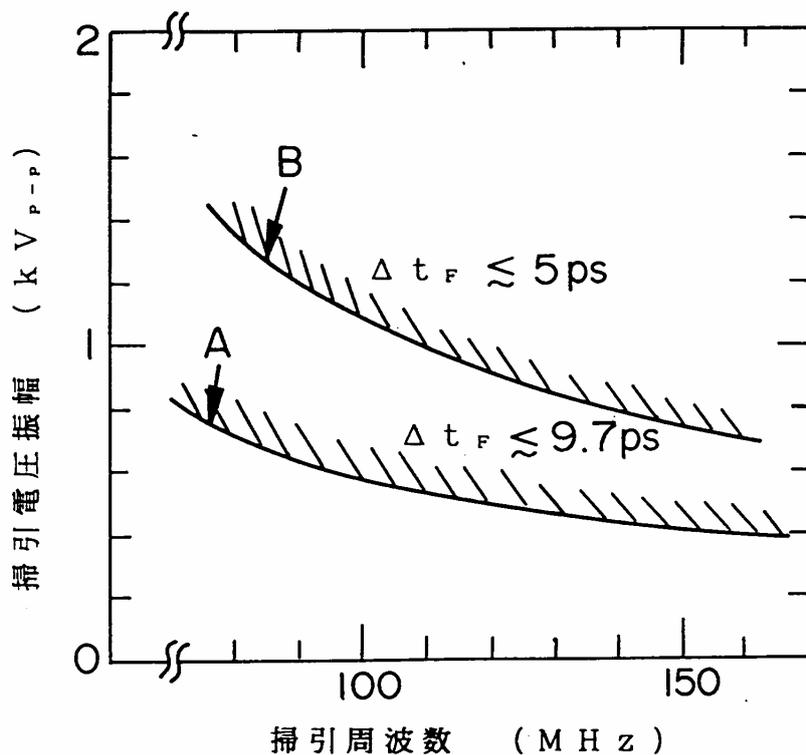


図 7-2  $\Delta t_F < 9.7\text{ps}$ 、 $\Delta t_F < 5\text{ps}$  を満足する掃引周波数と掃引電圧振幅の関係

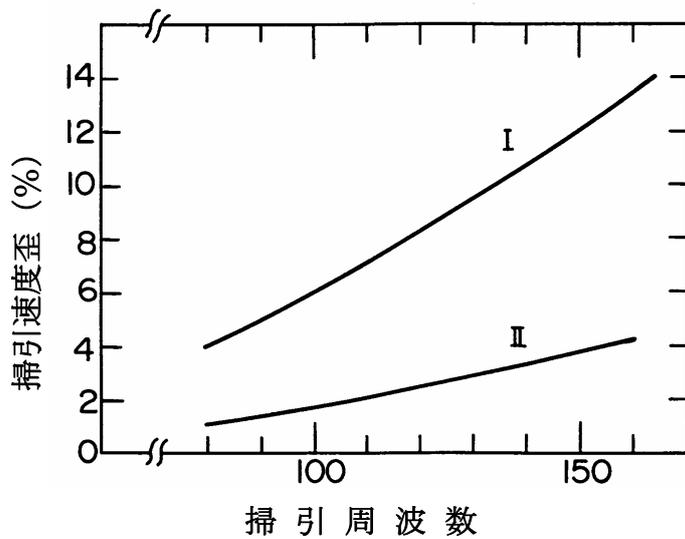
$\Delta t_F$  を 5ps に収める場合についても、同図に示した。これらより、必要な掃引電圧振幅は  $1\text{kV}_{p-p}$  内外と、かなり低くてすむことがわかる。

また、(7-6) 式より、偏位量  $D$  により掃引速度が異なるので、掃引速度ひずみ  $\alpha$  (%) を

$$\alpha = (X_0 - X_E) \times 100 / X_0 \quad (7-7)$$

で定義する。ここで、 $X_0$  は有効掃引幅の中心における掃引速度、 $X_E$  は偏位  $D$  が  $\pm 5\text{mm}$  の位置における掃引速度である。各掃引周波数で、図 7-2 の曲線 A、B に対応した掃引電圧を印加した時の、掃引速度歪の掃引周波数依存性を求め、図 7-3 に示す。 $1\text{kV}_{p-p}$  程度の掃引電圧振幅で、掃引速度ひずみも、数%以内に収められる。

実際に上記仕様で試作した図 7-1 に示すような偏向電極に高周波掃引電圧を印加すると、5.2.6 に述べたようにマルチパクタリング放電が生じたが、図 5-41 に示すような、2 枚の半円状の遮蔽電極を設けることによりその放電を防止できた。そこで、その構造を適用して、管を試作した。図 7-4 は、その外観を示す。



\* 曲線 I, II はそれぞれ図 7-2 の曲線 A, B に対応した掃引電圧を印加した時の掃引速度歪

図 7-3 掃引速度歪の掃引周波数依存性



図 7-4 小型シンクロスキャンストリーク管の外観

### 7.1.2 試作管の動特性

まず、管自体の限界時間分解能が、Nd-ガラスモードロックレーザーと第二高調波発生器から得た波長 530nm、パルス幅 4ps の単発パルスを用いて測定された。80MHz の掃引周波数で約 1.2kV<sub>p-p</sub> の正弦電圧が偏向電極に印加され、また、光電面には、上記パルス光を、100ps 間隔のダブルパルスを発生する光学系を通して、入射した。図 7-5 は、このとき、テレビカメラを用いた電気読み出し装置<sup>25)</sup>により得られたストリーク像を示す。記録されたストリーク像の半値幅は 9ps であり、入射光パルスの幅 4ps をデコンボリュートすることにより、約 8ps の値が、この掃引電圧下での、管の時間分解能として得ら

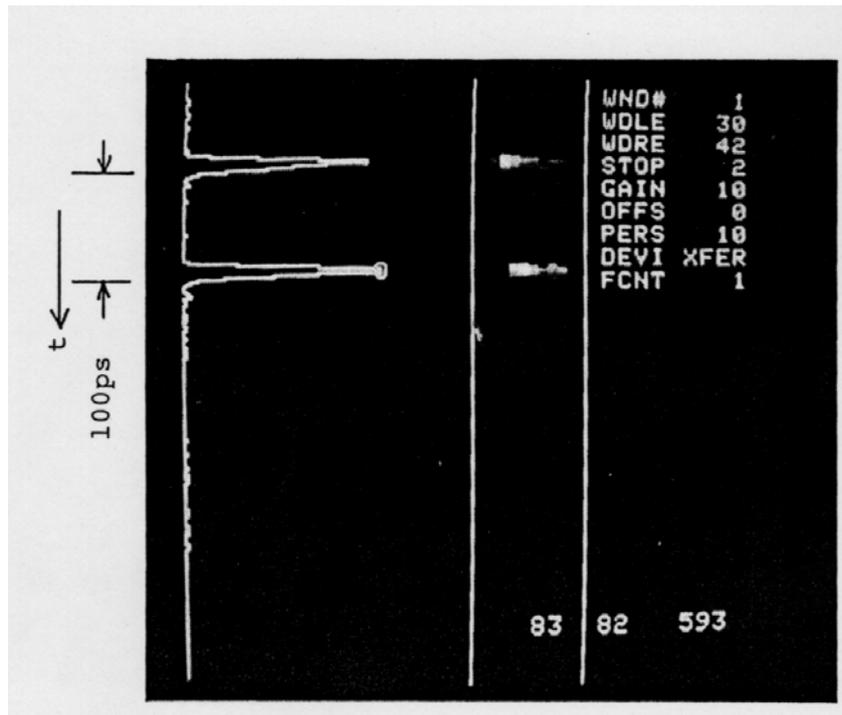


図 7-5 TV モニター上に得られたストリーク像

れた。

さらに、実際に受動モード同期色素レーザーと組み合わせたシンクロスキャンストリーク動作では、130MHz の掃引周波数で 10.9ps の時間分解能が確認されている。その後、読み出し装置の精度の向上、掃引ジッターの低減などにより、100MHz で 5ps の時間分解能まで得られた<sup>26)</sup>。

この管は、MCP を内蔵しているので、1 掃引当たりの光電子数が  $1/2 \times 10^4$  個というような低レベルの光まで測定でき、また、MCP 電圧をゲートすることにより、最短 100ns まで、ストリーク像の積分時間を設定できるという長所ももっている<sup>26)</sup>。

### 7.1.3 楕円掃引ストリーク管<sup>4)</sup>

シンクロスキャン方式では、垂直偏向板のみを用いて一直線上で繰り返し掃引するため、戻り掃引時に入射光があると、疑似信号として主掃引の信号と重なり、正確な測定が困難となる。これを解決するため、本研究では図 2-4 に示した楕円掃引方式を考案し、それが可能となる管を試作した。基本的な管の構造は 7.1.1 に述べたシンクロスキャンストリーク管と同じで図 7-1 の位置調整電極にもマルチパクタリング放電防止用の 2 枚の半円状の遮蔽電極を設けた。主掃引用の偏向電極に高周波正弦電圧を印加するとともに、この位置調整電極にその正弦波電圧と同じ周波数で位相が  $\pi/2$ rad 異なり、より小さい振幅の正弦波電圧を印加することにより楕円掃引を行うことができる。位置調整電

極に印加する正弦波電圧の振幅を大きくすれば、戻り掃引を出力蛍光面の有効面の外側にもっていくこともできる。また、その振幅を小さくすれば、掃引の軌跡はほぼ直線とみなせ、信号処理も複雑にならない利点がある。これにより、主掃引のみの信号を正確に記録でき、長い持続時間を持つ光現象や、GHz 領域の高繰り返し現象の観測を可能とした。

## 7.2 超低掃引電圧ストリーク管<sup>5)</sup>

ストリーク管は、通常掃引を行うのに少なくとも  $1\text{kV}_{\text{p-p}}$  の大きな掃引電圧が必要とされ、しかもピコ秒オーダーの時間分解能を得るにはその立ち上がり時間は数 ns 以下が要求される。そのために掃引回路に負担がかかり、掃引の繰り返し周波数、ジッター、リニアティーが制限されている。そこで偏向電極に入射する光電子ビームを低速にするとともに、管軸方向に長い進行波型偏向電極を用いて掃引することにより、数  $10\text{V}_{\text{p-p}}$  という超低掃引電圧での駆動を可能とした。

偏向感度  $D_s$  は次式で示される。

$$D_s = L_D \left( \frac{L_D}{2} + L_{DS} \right) / (V_{KA} \cdot 2d) \quad (7-8)$$

ここで、 $L_D$  は偏向板の管軸方向の長さ (mm)、 $L_{DS}$  は偏向電極—掃引面 (MCP 入力面) の距離 (mm)、 $V_{KA}$  は光電面—陽極間の加速電圧 (kV)、 $d$  は偏向板の間隔 (mm) である。管の全長は最大 300mm 程度に、電子光学系の拡大率も 2~3 に収めたいので、偏向電極—掃引面の間隔  $L_{DS}$  はあまり大きくできない。また、偏向電極部を通過する光電子ビームは 2mm 程度の太さを持っており、偏向電極の端効果の考慮すると偏向板の間隔  $d$  も大幅に小さくすることはできない。そこで大幅に偏向感度を向上させるために、光電面—陽極間の加速電圧  $V_{KA}$  を極力小さくして、偏向電極に入射する光電子ビームの速度を小さくすると、偏向電極の長さ  $L_D$  を大きくすることにした。光電面—陽極間の加速電圧を小さくした時、従来の負極性の電圧が印加された集束電極を用いた集束電子レンズでは、この領域での光電子ビームが低速となり、走行時間広がりが増加して時間分解能が低下する。そこで、正極性の高電圧を集束電極に印加する<sup>27)</sup> こととした。一方、低い陽極電圧では、蛍光面の発光効率が低下し出力像が暗くなってしまう。そこで低加速電圧でも明るい出力像が得られる MCP 内蔵方式を採用することにした。また、このような低速の光電子ビームを、長い偏向板からなる偏向電極に速い立ち上がりの掃引電圧を印加して掃引すると、そのような高速な掃引電圧に応答できず、また、高繰り返し掃引では、電子ビームが蛇行するなどの問題も生じる。そこで光電子ビームの速度に合わせて、偏向電圧を管軸方向に伝播させることのできる進行波型偏向電極を用いることとした。進行波偏向電極には、いろいろなタイプがある<sup>28)</sup> が、内径 40mm 足らずの管内に組み込むために、電極の幅が小さくても遅延時間が大きくできる図 7-6 に示すヘリカルタイプを選択した。時間分解能は数 ps を目標とし、電子軌道シミュレーションを用いて設計した。

その結果、得られた管の構造と動作電圧を図 7-7 に示す。管の全長は 317mm、最大径

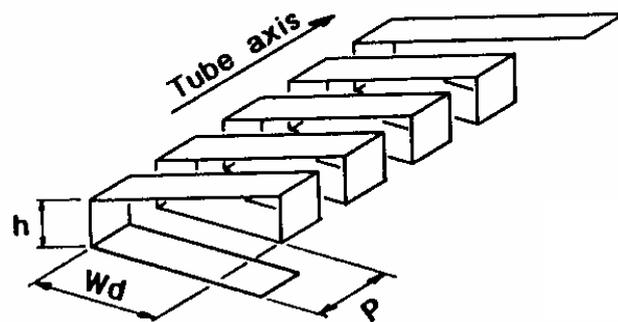


図 7-6 ヘルカルタイプ進行波型偏向電極

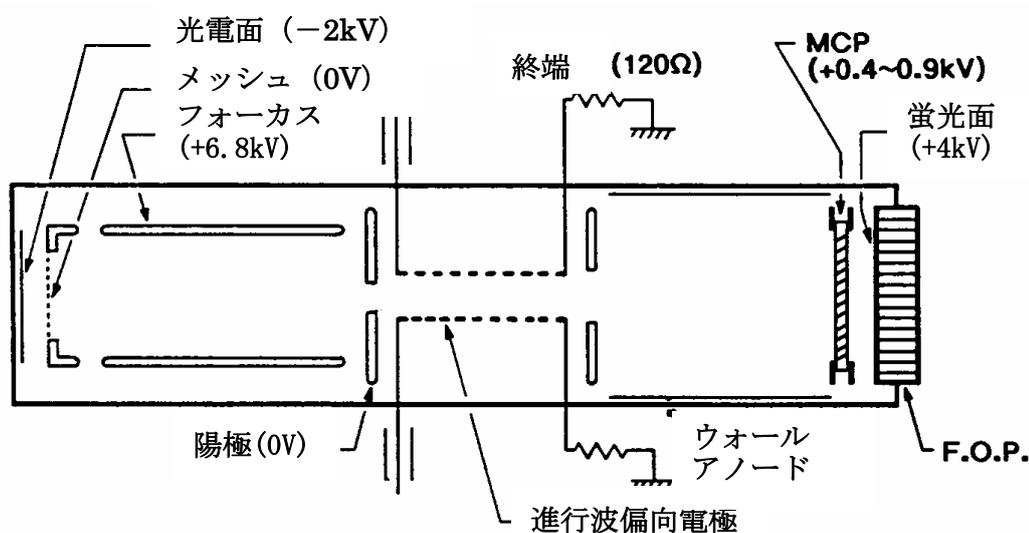


図 7-7 超低掃引電圧ストリーク管の構造と動作電圧

は 52mm であり、光電面－メッシュ電極間の距離は 1mm である。図 7-6 に示される偏向電極の諸寸法は、長さ 63mm、電極のピッチ (P) 4mm、幅 ( $W_d$ ) 19mm、二つの電極の間隔は 4mm である。偏向電極－掃引面間の距離は 111mm である。光電面に  $-2\text{kV}$ 、メッシュ電極と陽極に 0V (グラウンド電位) が印加される。この時、偏向電極における光電子ビームの管軸方向の速度は  $2.7 \times 10^7 \text{m/s}$  となり、偏向電極を伝播する偏向電圧の管軸方向速度がこれに一致するように、上記偏向電極の諸寸法は定めてある。また、(7-8) 式に上記の各値を代入すれば、偏向感度として  $560\text{mm/kV}$  が得られる。集束電極の電圧は  $+6.8\text{kV}$  で、光電子の走行時間広がりや抑えられる正極性の高圧とすることができた。シミュレーションから得られた光電面－偏向電極間のインパルス光電子ビームの走行時間広がりや  $1.5\text{ps}$  程度で  $2\text{ps}$  程度の時間分解能が可能であることがわかった。また、電子光学系の拡大率は、2.3 であった。

これらの設計に基づき管を試作した。

光電面は、S-20 でその有効径は 8mm である。MCP が内蔵されている。出力はファーバー

窓でその内面に P-20 蛍光面が設けられ、その有効径は 15mm である。得られた静特性を表 7-2 にまとめて示す。偏向感度は、670mm/kV で計算値の 560mm より大きい。偏向電極の組立て精度等により差が生じたと思われる。集束電圧と集束電子光学系の拡大率はシミュレーションの結果にほぼ一致した。空間分解能は、出力蛍光面の中心で 21lp/mm で、これは光電面上では、53lp/mm に相当する。

表 7-2 管の静特性

集束電圧	+6.8kV
電子光学系の拡大率	2.5
偏向感度	670mm/kV
空間解像度	21 lp/mm

動特性を評価するために、この試作管を図 7-8 に示す筐体に組み込んだ。ストリーク管の出力部には、CCD が縮小率 0.8 のファーバーカップリングで接続され、管に供給する DC 高圧電源が組み込まれている。種々の偏向電圧源で動作実験できるように偏向電圧は別途外部から供給するようになっている。偏向電極の特性インピーダンスは 120Ω であったので、電極の 1 端を、この値の抵抗で終端した。また、1 GHz 以上の偏向電極の最大応答周波数が確認できた。

管の光電面に CPM リングレーザーとエタロンを用い、周波数 90MHz、50ps 間隔、パルス幅 100fs 以内のパルス列を入射し、これに同期した振幅 25V<sub>p-p</sub>、周波数 90MHz の反対極性の正弦波電圧をプッシュプルで偏向電極に印加して、ストリーク像を取得した。正弦波電圧は、従来のシンクロスキャンストリーク管では L-C 共振器を用いた回路で発生されるが、この実験のものは、バンドパスフィルターと狭帯域増幅器により、発生されたものである。得られたストリーク像の入射光強度-時間のプロファイルを図 7-9 に示す。6ps の時間分解能が得られた。この値は、レーザーや掃引回路のジッターにより制限されていると思われる。そこで単発掃引により管自体の時間分解能を確認するために、別の掃引回路を用いて振幅 80V<sub>p-p</sub> の掃引電圧を印加して、ストリーク像を取得した。その結果を図 7-10 に示し設計値の 2ps の時間分解能が得られた。

これらの結果より、数 10V の超低掃引電圧で駆動でき、かつ数 ps の時間分解能が得られるストリーク管が可能であることを示すことができた。

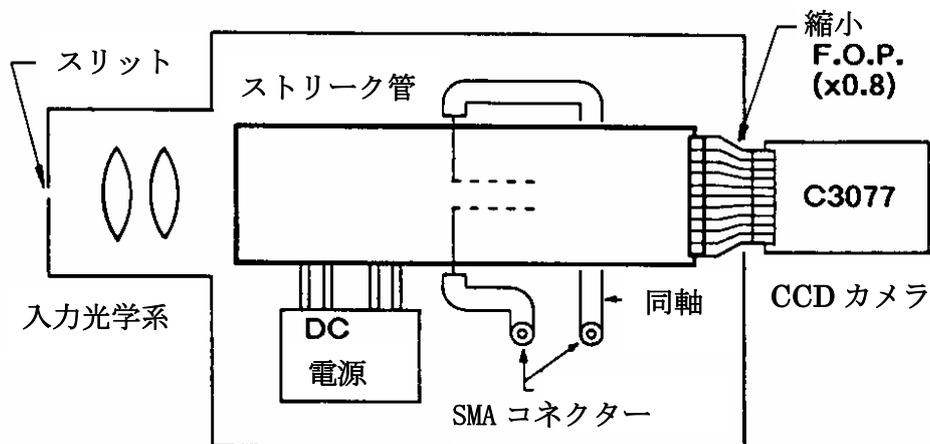


図 7-8 試作管を組み込んだ筐体

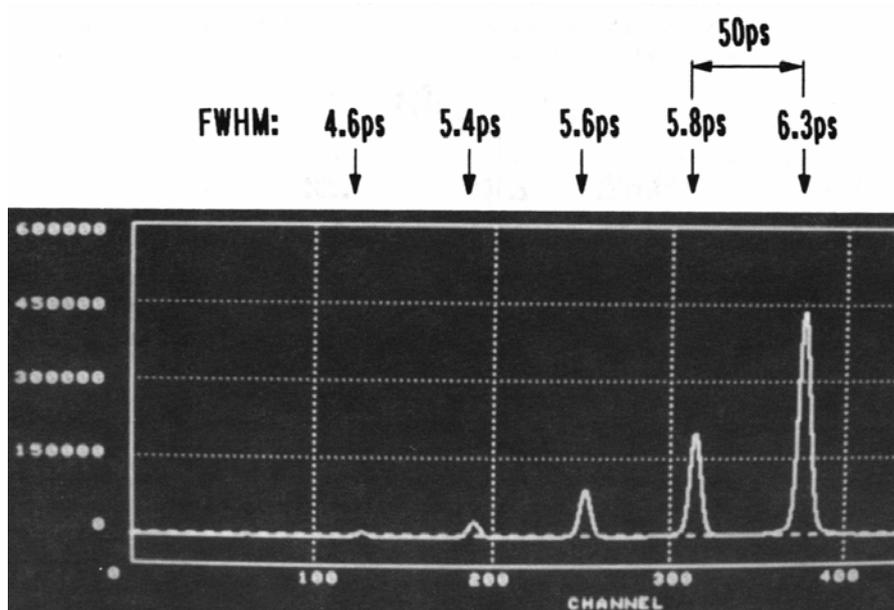


図 7-9 正弦波電圧により繰り返し掃引した時の入射光強度－時間のプロファイル  
 掃引電圧周波数：90MHz 振幅：25Vp-p

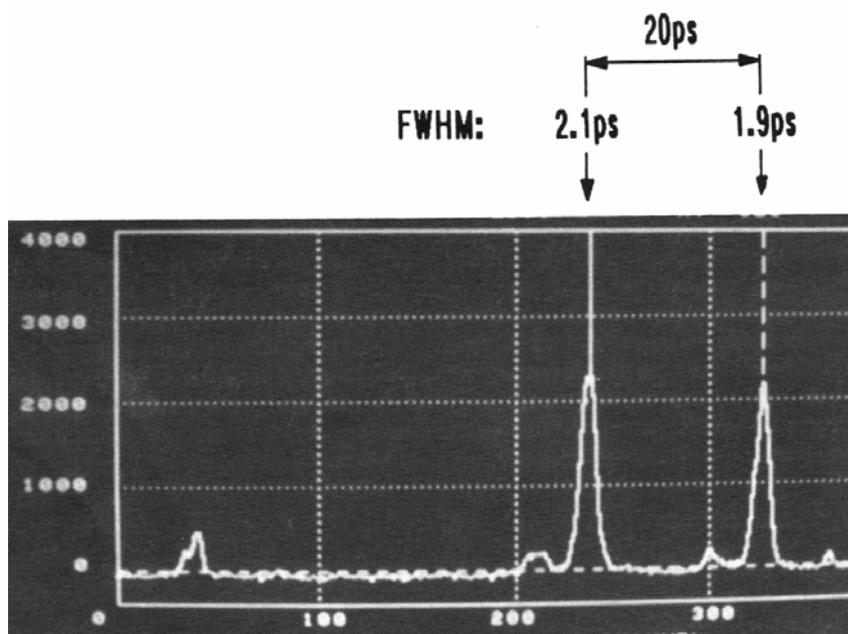


図 7-10 単発掃引した時の入射光強度－時間のプロファイル  
 掃引電圧振幅：80Vp-p

### 7.3 サンプリングストリーク管<sup>6-9)</sup>

通常、ストリーク管では、出力面上に現れるストリーク像をTVカメラで読み出す。計測用TVカメラ、およびその出力信号処理システムは高価であり、また、TVカメラのDレンジは数100で、決して大きいとは言えない。それに対して、読み出しに光電子増倍管(PMT)を用いることにより、安価でかつ、 $10^3$ 以上の大きなDレンジを得ることのできるサンプリング光オシロスコープが考案された。その構成・動作は、先に2.2.5に述べた(図2-6参照)。

ストリーク像の読み出しにPMTを用いることは他でも試みられた<sup>29,30)</sup>が、 $10^3$ 以上の大きなDレンジは得られていない。これは、用いたストリーク管によって制限されたと思われる、管の改善が必要である。単発掃引の場合、Dレンジは空間電荷効果による時間分解能の劣化で制限される。しかし、サンプリング方式では繰り返し光の計測が対象で、信号は積算できるため、空間電荷効果による劣化は無視できる。また、読み出しにPMTを用いるため、MCPによる出力の飽和も無い。そこで、Dレンジは主として管内のクロストークにより制限される。5.3.2の図5-48に示したように、光電面のそばの加速電極と蛍光面のそばにスリット電極を用いた実験管では極めて小さいクロストーク特性が得られており、サンプリングストリーク管も同様の構造を適用した。管の構造と動作電圧を図7-11に示す。管体には、シンクロスキャンストリーク管<sup>3)</sup>の構造を用い、光電面のそばの加速電極として従来のメッシュ電極の代わりにスリット電極を用い、出力側の光電子ビームの集束位置には $80\mu\text{m}$ 幅のサンプリング用のスリット電極を設けた。偏向板の間隔を極力近づけ、光電面-陽極間の加速電圧5kVで約 $100\text{mm/kV}$ という高い偏向感度を得た。また、掃引用偏向電極の後には、戻りカット電極を設け、戻り掃引時に板間にパルス電圧を印加して出力が出ないよう光電子ビームをカットするようにした。

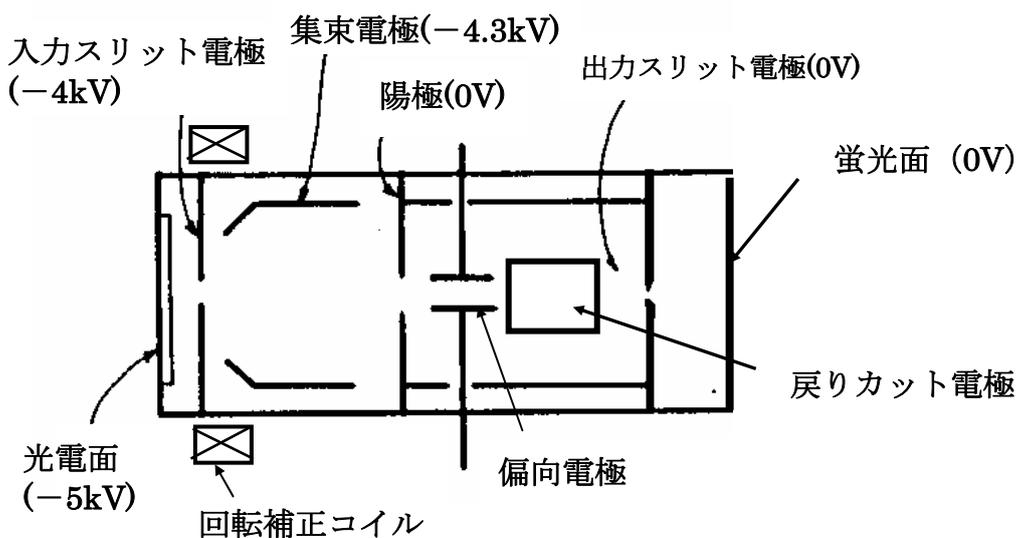


図7-11 サンプリングストリーク管の構造と動作電圧

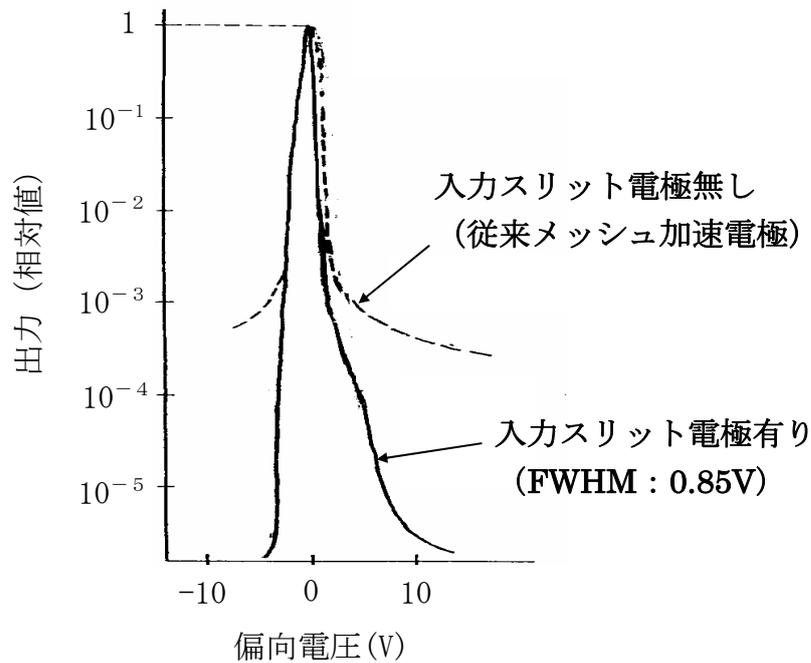


図 7-12 出力の偏向電圧依存性

出力スリットの後は蛍光面が設けられている。蛍光面には、時間軸方向のサンプリング位置の掃引を行う時、その残光が測定誤差を生じないように蛍光の減衰時間の短い P-15 を用いた。時間軸方向のクロストーク特性を評価するために、DC 光源を用いて光電面に線幅の無視できる線状像を入射し、偏向電圧を変えた時の蛍光面の発光を PMT を用いて測定した。図 7-12 は、得られた出力の偏向電圧依存特性を示す。入力部にスリット電極を用いない通常のメッシュ加速電極の管の特性に対して、スリット電極を用いた管は、時間軸方向のクロストークが大幅に改善されているのがわかる。時間分解能を決める要素の一つである半値幅は、0.85V が得られた。この値から、例えば、偏向板間に印加される掃引電圧の時間変化率が 1V/ps の時は、0.85ps の時間広がりに対応し、走行時間広がり、可視光では 2ps 程度であるので、管自体の時間分解能は 2.2ps 程度となる。良好な時間分解能を得るには、出力スリットに線状光電子像の線方向が平行になるよう入射する必要がある。入力のスリット幅は当初 500  $\mu\text{m}$  で、この場合は入力スリットと出力スリットの平行度に、組立て上の誤差が生じて、光電面に結像する線状像の角度を調整することにより、その条件は達成できた。その後、よりクロストークを小さくするために入力スリットの幅を 100  $\mu\text{m}$  まで小さくしたので、その補正は困難となった。これを図 7-11 中に示す回転補正コイルにより、線状光電子像が入力スリットを通過してから、適当量回転させることにより、調整できるようにした。図 7-13 は、フォーカスモード (掃引無しの状態) で He-Ne レーザーを光電面に入射し、その光強度を ND フィルターで変化して PMT 出力を測定した特性である。下限はストリーク管の光電面の暗電流によって制限されるが、 $10^6$  以上の D レンジが確認できる。この管を用いて、図 2-6 に示すサン

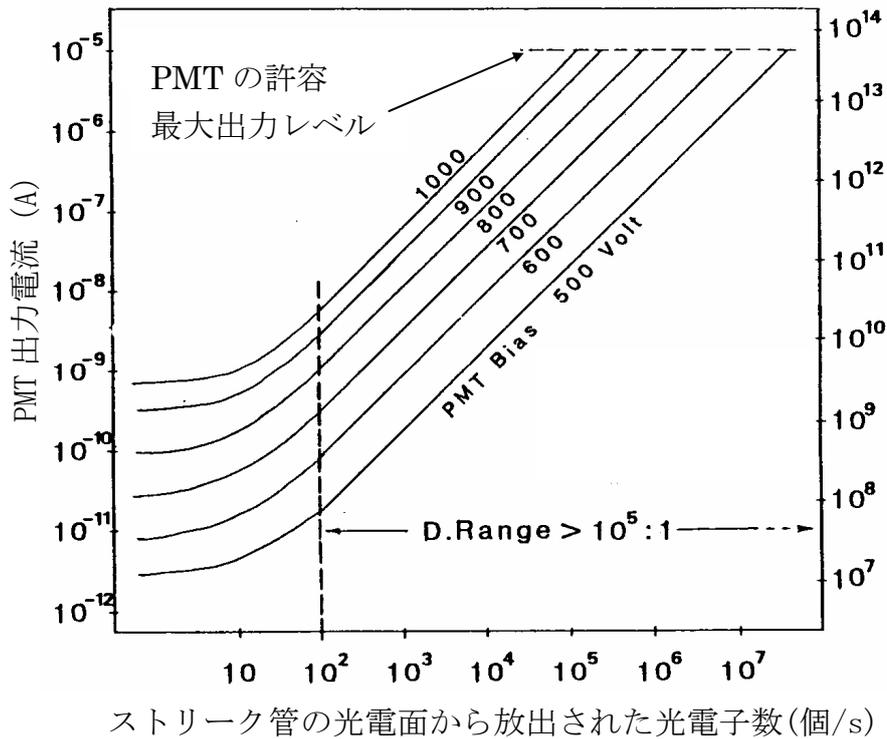


図 7-13 サンプリグストリーク管-PMT システムの入出力特性

リング光オシロスコープが開発された。それは、 $10^3$ 以上のD-レンジ、2MHzまでのサンプリグレート、約10psのフォールタイムという性能を持つ。

#### 7.4 フレーミング管

##### 7.4.1 MCP ゲートフレーミング管<sup>10)</sup>

フレーミング管を用いて2次元画像の高速コマ撮りを行うことができるが、しばしば高速のシャッター動作を行うために感度が不足する。また、本研究を行った1980年代の末には、まだその出力像は大容量の空間情報を記録できる写真フィルムにより記録されることが多く、出力をリアルタイムで読み出すことができなかった。本研究では、これらの問題を改善するために、フレーミング管に大口径のMCPを内蔵して高感度化をはかるとともに、シャッター動作をMCPのパルス電圧印加によるゲーティングにより行う方式を考案し、管を試作した。さらに、その出力像を当時としては、大容量・高感度の $1000 \times 1018$ 画素の冷却CCDカメラ<sup>31)</sup>で読み出し、高感度・高解像度なリアルタイム読み出しのフレーミングカメラを可能にした。

##### (1) 構造と動作原理

4.1に述べた大口径ストリーク管(N2214)<sup>32)</sup>に有効径40mmのMCP(F1217-01)を内蔵させた。図7-14にその構造と、DC印加電圧を示す。管の全長は360mm、外径は100mmである。平面からなるガラス窓の内側に半透明の金属下地の上にS-20光電面が設けられて

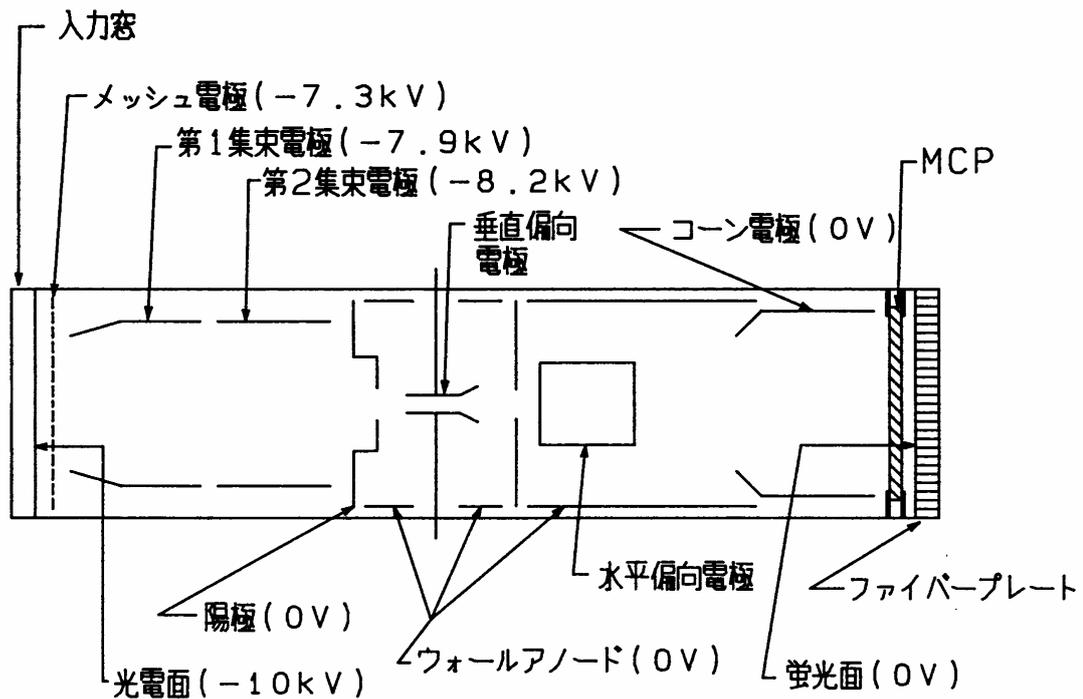


図 7-14 MCP ゲートフレーミング管の構造と動作電圧

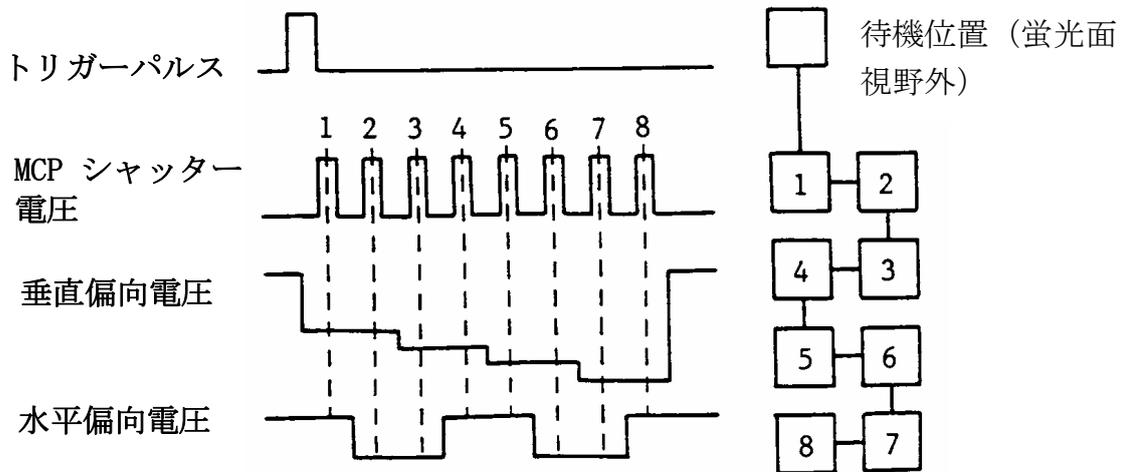


図 7-15 シャッターと偏向のタイミングチャート

いる。光電面の有効径は 12mm である。垂直、水平の直交した偏向板が内蔵され、蛍光面は Al メタルバックされた P-20 タイプでその有効径は 40mm である。図 7-15 にシャッターと偏向のタイミングチャートを示す。複数の光電子像が垂直、水平偏向電極に階段状偏向電圧を印加することにより、MCP 入力面上に、順次配列される。偏向電極には、3.2.3 に述べたように偏向時に良好な空間分解能が得られるプッシュプル偏向電圧が印加される。シャッター動作は、MCP 入力面上への、各光電子像の配列に同期して、順次、MCP 出

力電極にゲート電圧が印加される。この方式の利点は、ゲート電圧の波形歪が集束電子レンズに影響しないので空間解像度を劣化させないことである。MCP 表面にインピーダンス整合されたマイクロ伝送路を形成すれば、100ps の高速シャッターも可能である<sup>33)</sup>が、この管ではシンプルな構造にするため、MCP への電氣的接続は、通常のリング状の電極により行うようにした。

(2) 特性

電子光学系の拡大率は約 1.3 である。垂直、水平偏向電極の偏向感度は、それぞれ、55mm/kV、17mm/kV である。MCP の電子増倍率は、900V を印加した時、7800 である。静的空間解像度を、以下のように評価した。波長  $0.5\mu\text{m}$  の光で照射された解像度パターンを、光学レンズで光電面に結像した。偏向電極に DC 電圧を印加して、図 7-16 に示すように出力面上で  $7\text{mm} \times 10\text{mm}$  のサイズの像を順次 8 枚配列し、その各々の像の中心で垂直、水平方向の限界空間解像度を測定した。その結果を同図中に示す。15~24lp/mm の限界解像度が得られた。

図 7-17 は、最短シャッター時間の評価実験系を示す。パターンの照射には、半導体レーザーからなるピコ秒ライトパルサー (PLP) を用いた。パルスジェネレーターからの 500Hz の繰り返し

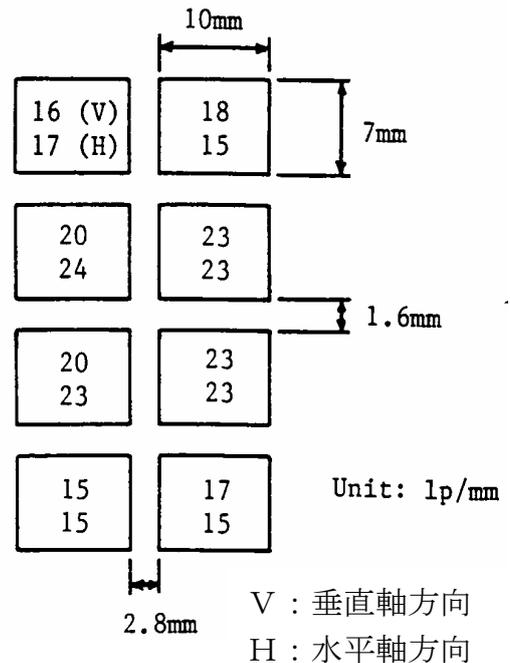


図 7-16 静的限界空間解像度(出力面上)

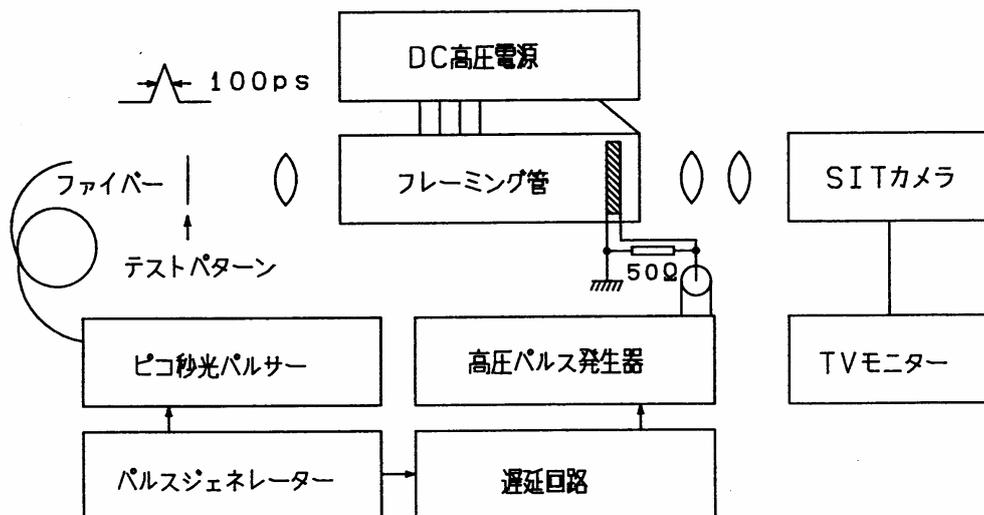
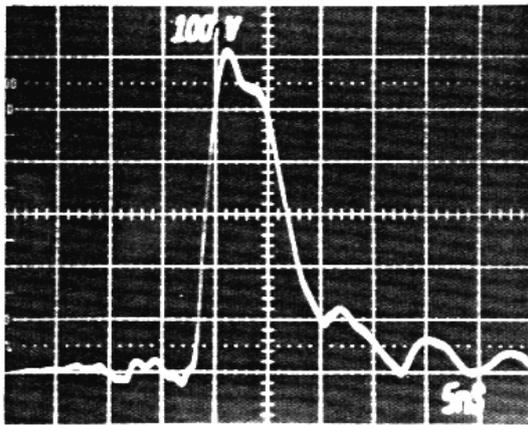


図 7-17 管の最短シャッター時間の評価実験系



100V/div. 5ns/div.

図 7-18 MCP に印加された  
パルス電圧の波形

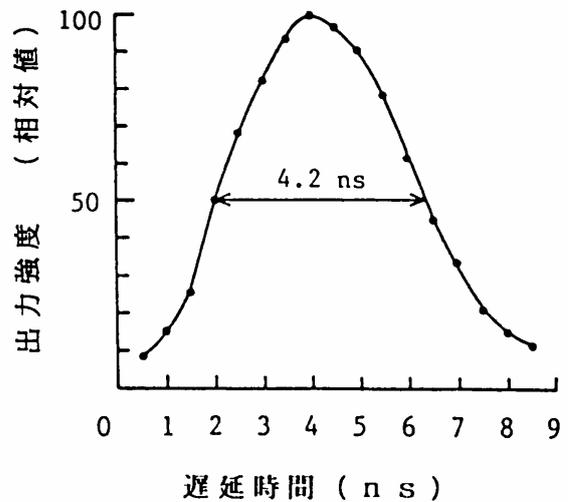


図 7-19 MCP のシャッター特性

電気パルスが、PLP をトリガーした。同時に、その電気パルスは遅延回路を経て高圧パルス発生回路をトリガーし、生じた高圧パルスが  $50\ \Omega$  ケーブルにより MCP に印加された。図 7-18 は、MCP に印加されたパルス電圧の波形を示す。電圧振幅は  $600\text{V}_{\text{p-p}}$  でその半値幅は  $8\text{ns}$  である。レーザーの点灯と MCP に印加するパルス電圧のタイミングを遅延回路を調節して変化しながら、出力像の輝度を TV カメラとその出力信号分析器を用いて測定した。その結果を、図 7-19 に示す。これから出力輝度の半値幅は、 $4.2\text{ns}$  で MCP に印加したパルス電圧の半値幅  $8\text{ns}$  より短い。これは、MCP の電子増倍率はその印加電圧変化に対して非常に急角度で変化するからである<sup>34)</sup>。

### (3) フレーミングカメラ

上記の管と  $1000 \times 1018$  冷却 CCD カメラ (C3630、CCD:T. I., TC-215) を用いて高感度リアルタイム読み出しのフレーミングカメラを試作した。図 7-20 はカメラの外観を示す。表 7-3 は、その性能を示す。シャッター時間は、 $100\text{ns}$  以上の任意の値に、フレーム間隔はシャッター時間に独立に  $300\text{ns}$  以上の任意の値に設定できる。フレーミング動作は、繰り返し現象なら  $500\text{Hz}$  までの繰り返しが可能で、出力像を積分することにより S/N の改善ができる。CCD は、 $2.1:1$  のリレーレンズにより、管と結合した。図 7-21 は TV モニター上に得られた 4 フレームの出力像を示す。そのシャッター時間とフレーム間隔は、それぞれ  $100\text{ns}$ 、 $300\text{ns}$  で、照射光源は Xe フラッシュランプである。約  $13\text{lp/mm}$  のダイナミック限界空間分解能が得られた。

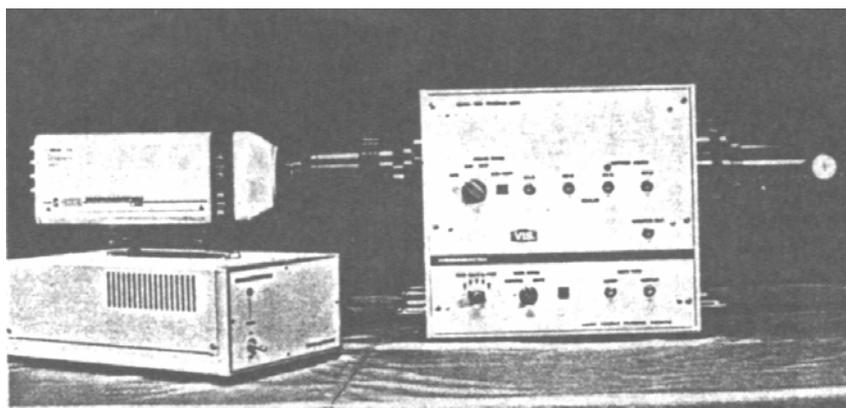


図 7-20 冷却 CCD カメラを用いたフレーミングカメラ

表 7-3 フレーミングカメラの性能

フレーミング管	光電面	S-20、有効径 12 mm
	拡大率	1.3
	偏向感度	垂直 55 mm/kV、水平 17 mm/kV
	MCP	有効径 40 mm
	蛍光面	P-20、有効径 40 mm
シャッター	MCP ゲート	
MCP ゲート電圧	400 ~ 900 V	
フレーム数	4 or 8	
シャッター時間	$\geq 100 \text{ ns}^*$	
フレーミング間隔	$\geq 300 \text{ ns}^*$	
繰り返し周波数	500 Hz max.	
動作モード	フレーミングモード、フォーカスモード	
トリガーディレイ	$\approx 200 \text{ ns}$	
フレームのサイズ	7 mm × 10 mm (出力面上)	
空間分解能	13 lp/mm (出力面上)	
読み出し	1000 × 1018 冷却 CCD カメラ	

\* 任意のフレームにおいて表中の任意の値に設定可能

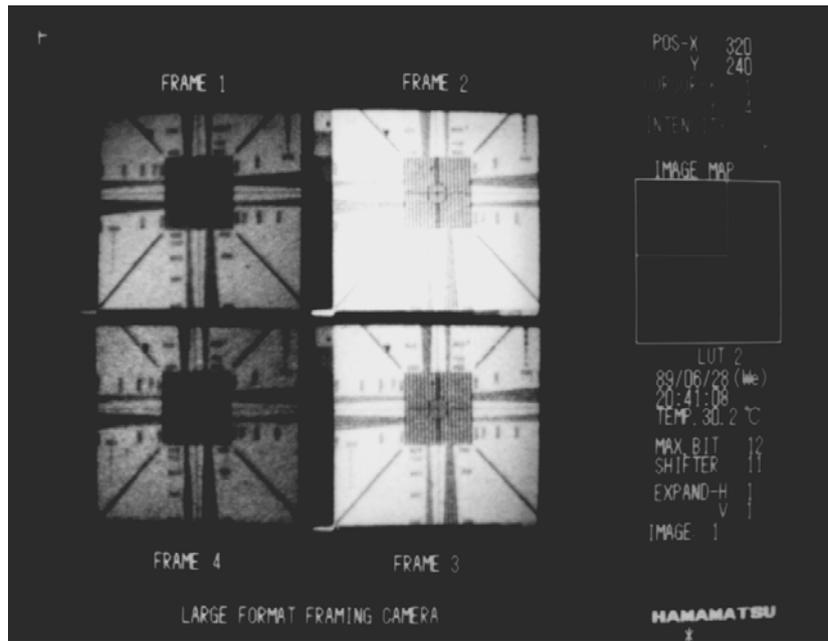


図 7-21 TV モニター上に得られたフレーミング画像

#### (4) 新読み出し方式の提案

しばしば、数 1000 フレーム/s のフレーミングレートで、連続撮像が要求される。このフレーミング管の出力を、図 7-22 に示すように複数の CCD カメラで読み出すことによりそれを可能とすることができる。図では、4 個の CCD がファイバー接続されている。1 個の CCD の検出面に 9 フレームの画像を配列する。各 CCD のフレーム周期  $T$  は、 $1/30$  s である。最初の CCD に、 $T/4$  の時間内に 9 フレームの像を垂直、水平偏向電極を用いて配列する。この最初の CCD に蓄積された信号は、フレーム周期  $T$  以内に読み出される。次に、2 個目の CCD の検出面に次の  $T/4$  の時間内に 9 フレームの像を同様に配列し、

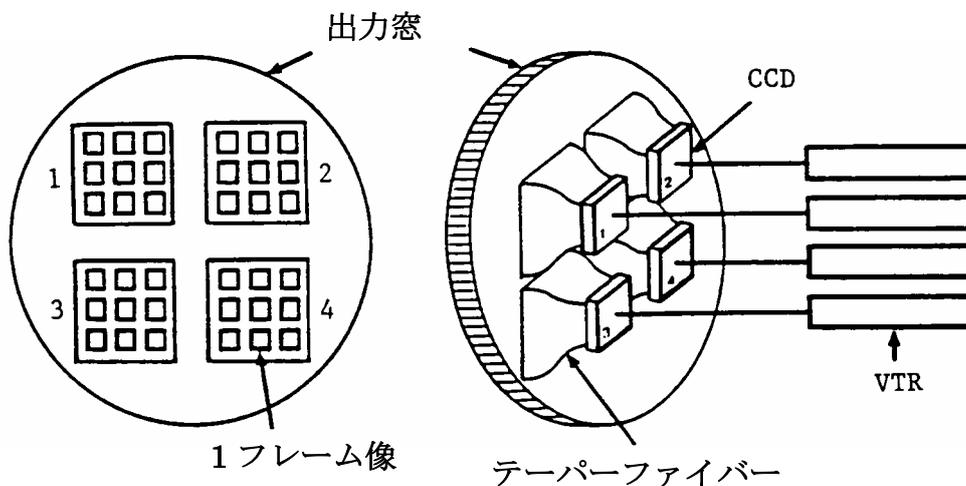


図 7-22 新読み出し方式

その像が読み出される。順次 4 個目の CCD までこの動作が繰り返され、 $T_s$  後には、再び最初の CCD に 9 フレームの像が配列される。各 CCD の出力を、並列にメモリーに記録すれば、1080 フレーム/s の高速度カメラが可能となる。また、より高速の CCD カメラを用いることも可能で、N 個の CCD を結合することにより、用いた CCD のフレームレートの N 倍の速度を可能にするのが、この提案である。

#### 7.4.2 高繰り返しシャッター管<sup>11-17)</sup>

ピコ秒～フェムト秒に至る超短パルスレーザーの進展により、超高速光現象の研究が盛んに行われている。ここでは、光の強度の時間変化のみならず、2 次元像のナノ秒～ピコ秒領域の時間分解撮像が、例えば時間分解蛍光寿命イメージングや慣性核融合プラズマのダイナミックスの診断等で求められている。それらを可能とする計測装置として、シャッター機能を有するイメージ管を用いた超高速カメラがある。近接型イメージインテンシファイヤー (Proximity Image Intensifier : P. I. I.) を用いたものでは、光電面に矩形波パルスからなるシャッター電圧を印加する方式で、数 10 kHz 程度の繰り返しシャッターで数 100ps の最短シャッター時間が得られている<sup>35)</sup>。また、MCP の入力面上に伝送線路を設けてシャッター電圧を印加する方式で、数 10～100ps の最短シャッターが可能であるが、伝送線路のインピーダンスが低いためシャッターの繰り返しは、数 kHz が限界である<sup>36)</sup>。一方、インバータ型イメージ管を用いたものでは、光電子ビームを偏向電極に掃引電圧を印加してアパーチャー電極の表面に沿って掃引しシャッター動作を行う方式がある。最短のシャッター時間は、75ps が限界で、空間分解能はその時 6lp/mm と悪い<sup>37)</sup>。そのような限界は、このカメラではシャッター動作を行う時、光電子ビームの掃引により失われる掃引方向の空間解像度を、再度補正偏向電極により逆方向に掃引する補正動作により再生しているが、100ps オーダーの超高速シャッターではその補正を精度良く行うのが困難となるため生じる。

本研究では、インバータ型イメージ管を用いたシャッター動作について、上記のような補正動作を行わなくとも、出力像が得られる新方式を考案し<sup>11)</sup>、それを適用した管・カメラの試作、評価を行った<sup>13, 14, 16)</sup>。その結果、このカメラが 100MHz 程度の高繰り返しシャッターと数 10ps の超高速シャッター時間が可能で、しかも良好な空間分解能が得られることがわかった。また、GHz オーダーの非常に高い周波数での変調動作も可能であることもわかった。

##### (1) 動作原理

図 7-23 は、このカメラに使われる新たに考案した最も重要な動作原理を示す。種々の偏向電圧で電子ビームを偏向すると、偏向板内ではその各電圧に対応した放物線軌道を描きながら移動するが、偏向板の後では 1 点から放射されたかのような直線軌道を描く。その点は一般に偏向中心と呼ばれている。そこで偏向板に時間に対して直線的に変化する斜状電圧を印加しビームを掃引してシャッター電極でシャッター動作を行い、

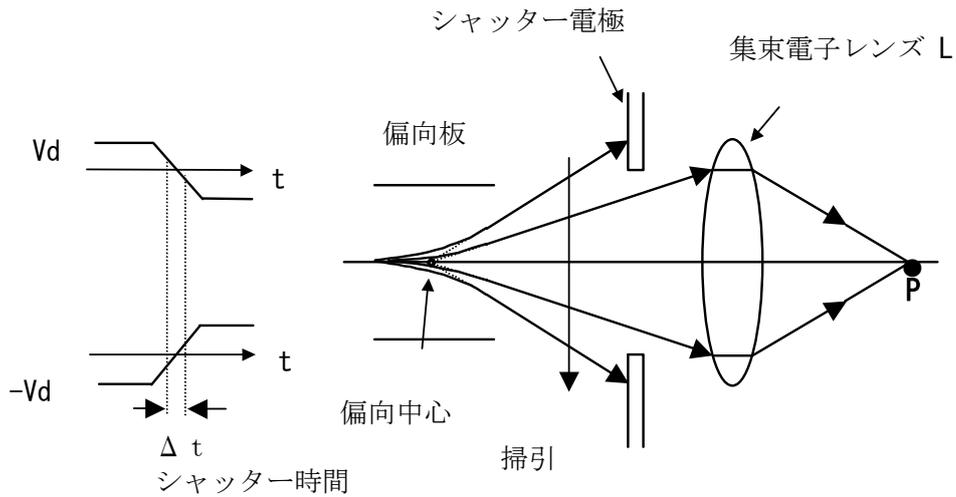


図 7-23 動作原理

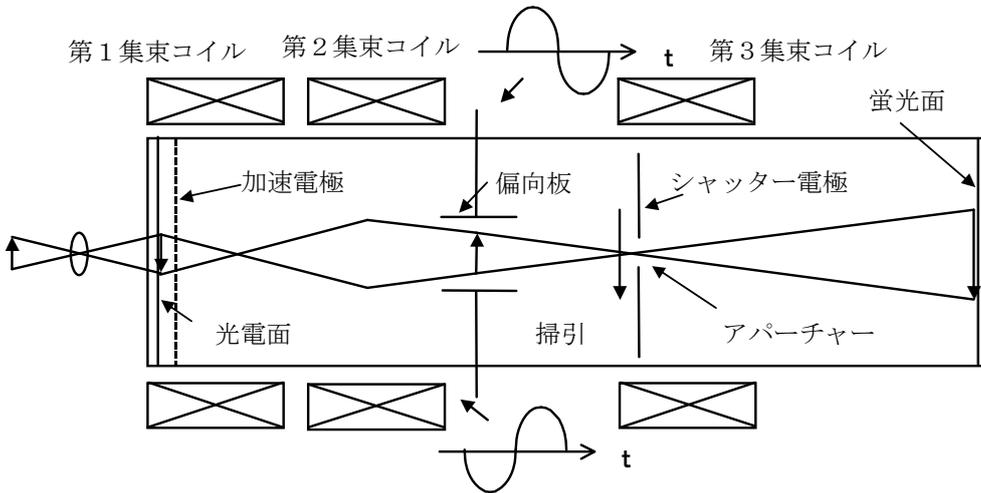


図 7-24 電子レンズの基本的配置

この後ろに電子レンズLを設ければ、電子ビームが掃引されていても、シャッター電極のアパーチャーを抜けてきた電子ビーム群は、ボケずに偏向中心の像Pとして再結像できる。

図 7-24 は、前述の原理を用いて出力面上に1フレーム像を得るための電子レンズの基本的配置を示す。まず、光電面で生じた光電子像は加速電極により加速された後、第1集束コイルによって偏向板の偏向中心に結像される。偏向板に斜状電圧を印加することにより、光電子ビームはシャッター電極のアパーチャーを横切って掃引され、シャッター動作が行われる。ここで、第2集束コイルは、第1集束コイルの後ろにできる光電子ビーム束の最小断面の像をシャッター電極の位置に再結像する。これにより、光電面の有効面全面から放出された光電子群を同時かつ最短時間でシャッターを行うことが可能

となる。シャッター電極を通り抜けた光電子群は、第3集束コイルによって集束され、蛍光面上に偏向中心の電子像が再結像され、シャッター動作を行った時の出力像(以下、シャッター動作出力像と略す)が得られる。

計測対象が繰り返し現象であれば、同一のタイミングでシャッター動作を繰り返し、出力像をTVカメラで撮像し積算すれば、高SN比のシャッター動作出力像を得ることができる。また、シャッターのタイミングを変えることにより、任意の時刻のシャッター動作出力像を得ることもできる。

上述したように、このカメラの唯一のダイナミックな動作は、ストリークカメラのように、斜状電圧の一部を利用して光電子ビームを掃引するだけで、他には何らの補正動作も必要とせずシャッター動作出力像を得ることができる。これが、本質的にこのカメラが超高速かつ高繰り返しのシャッターが可能となる理由である。

## (2) 管の構造と静特性

図7-25に試作管の構造と集束コイルアセンブリーを模式的に示す。管の全長は635mm、外径は52mmである。光電面はマルチアルカリからなり、有効径は10mmである。出力には、PIIを結合するために、その内面にP-20蛍光面が付着されたオプティカルファイバースプレイトが用いられ、蛍光面の有効径は20mmである。光電面から5mmの位置に加速メッシュ電極がある。また、後述するような種々の動作モードを可能とするために、シャッター動作を行う掃引用の偏向電極に、図7-26に示す板型と折れ曲がり線路からなるミアンダ型進行波偏向電極の両タイプを用いた管を試作した。後者は、光電子ビームと掃引電圧の管軸方向の進行速度が一致するよう設計されており、高周波特性も良く高速の

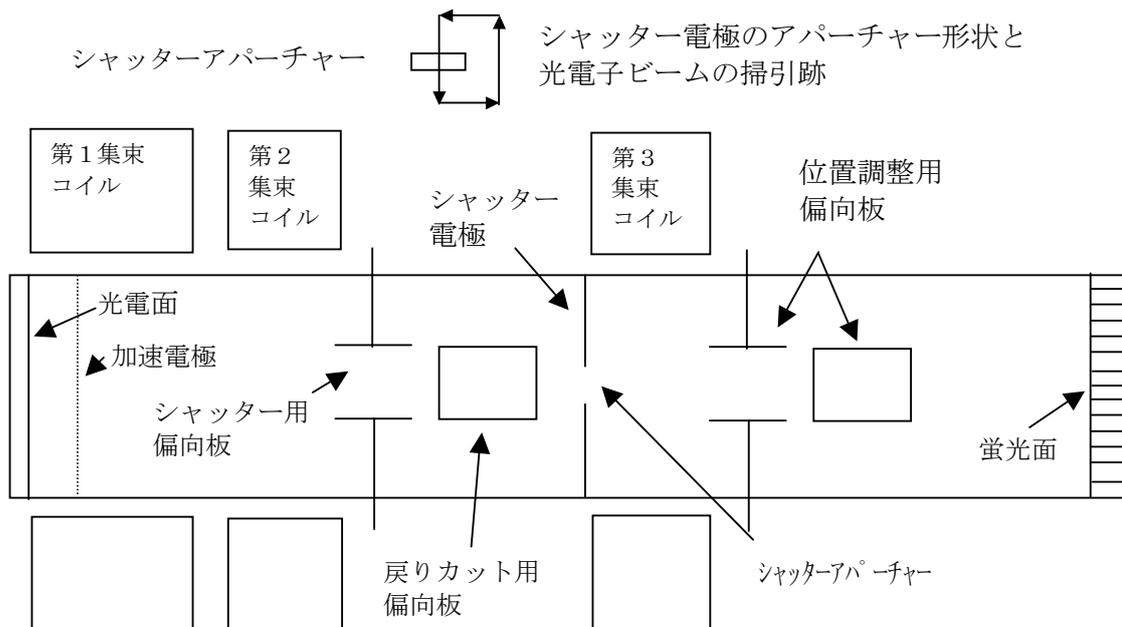
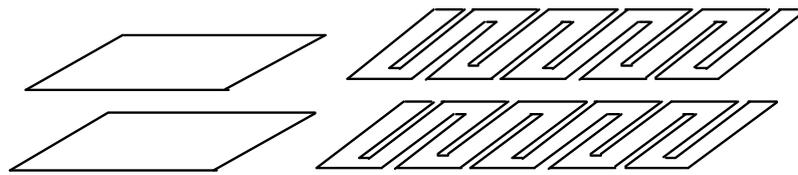


図7-25 試作管の構造と集束コイルアセンブリー



a) 板型                      b) ミアンダ型進行波偏向電極

図 7-26 掃引用（シャッター用）偏向電極

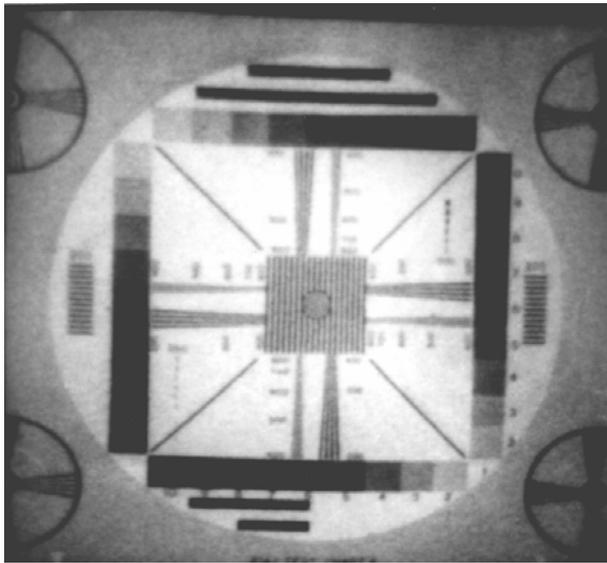


図 7-27 静的シャッター動作での出力像

掃引に適している。特性インピーダンスは、約  $100\ \Omega$  で、線路はこの値の抵抗で終端される。シャッター電極のアパーチャーは、図に示されるように  $0.9\text{mm} \times 2\text{mm}$  の矩形で、掃引方向の幅が  $0.9\text{mm}$  である。計測対象で、戻り掃引期間にも信号が発生する場合、出力面にその像が重ならないよう、戻りカット用の偏向板が掃引用偏向電極の後ろに設けられており、光電子ビームを掃引に垂直な方向に偏向して、シャッター電極でカットしている。

白熱DC光源を用いて、管の静特性を測定した。光電面には  $-8\text{kV}$  が、加速メッシュ電極には  $0\text{V}$ （グラウンド電位）が印加される。電子光学系の拡大率は  $2.1$  でシャッター動作を行わないイメージ管としての限界空間分解能は、 $620\text{TVL}$  である。シャッター電圧を、掃引用偏向電極の偏向電圧を変えた時の出力像輝度特性の半値幅で定義すれば、約  $40\text{V}$  であった。図 7-27 は、P. I. I. を結合して、掃引用偏向電極に  $60\text{Hz}$ 、 $125\text{V}_{\text{p-p}}$  の正弦波電圧を印加して、静的なシャッター動作を行った時の出力像を示す。 $400\text{TVL}$  以上の限界分解能と均一なユニフォーミティが得られ、歪みもほとんど認められない。

### (3) 動特性

図 7-28 に示す測定系を用いて、動特性を評価した。シャッター動作を行う偏向電極の種類によって、動作モードが異なる。

#### a. 板型偏向電極

2種類のシャッター動作が行われた。一つ目の動作は、80MHz、 $1kV_{pp}$ の正弦波高周波電圧をプッシュプルで印加するもので、80MHzの高繰り返しシャッター動作が行われる。まず、シャッター時間が、パルス幅数 100fs のTi-サファイヤレーザーを用いて測定された。光パルスに対する掃引のタイミングは、レーザー発振器から掃引回路に入力するトリガー信号の遅延時間により調整される。P. I. I. で輝度増倍されたシャッター動作出力像が、TVカメラにより撮像され、SN比を改善するために同じタイミングでのシャッター動作出力像のビデオ信号が約 10 秒間積算される。次に、その遅延時間が変えられ、再び撮像とビデオ信号の積算が行われる。この動作を繰り返すことにより、図 7-29 に示す出力像輝度の遅延時間依存特性が得られた。シャッター時間は、このプロファイルの半値幅で定義でき、84ps である。この値は、静特性で測定されたシャッター電圧 40V を偏向板間に印加される正弦波電圧の時間変化率の最大値  $5.02 \times 10^{11}$  (V/s) で割って得られる値 80ps とほぼ一致する。次に、動的空間分解能を、Ti-サファイヤレーザーをパルス幅 100ps の半導体レーザーに変えて測定した。これは、シャッター時間より短いパルス幅の光源でこの測定を行うと、実際の性能以上のデータが得られる可能性があるからである。図 7-30 は、得られた出力像で、限界空間分解能は約 400TVL である。

二つ目の動作は、スイッチング素子として電界効果トランジスタを用いた掃引回路で発生された斜状電圧を印加するもので、プッシュプル掃引電圧の立ち上がり 6ns、振幅  $300V_{pp}$ 、最大繰り返しは 4MHz である。この場合、シャッター時間は、約 480ps、動的限界空間分解能は 400TVL 以上が得られた。

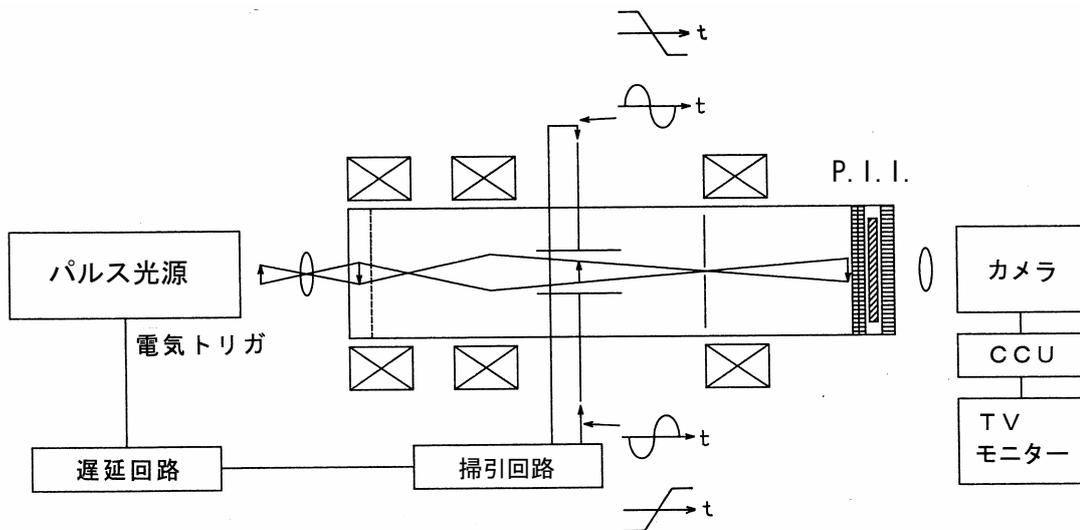


図 7-28 動特性の測定系

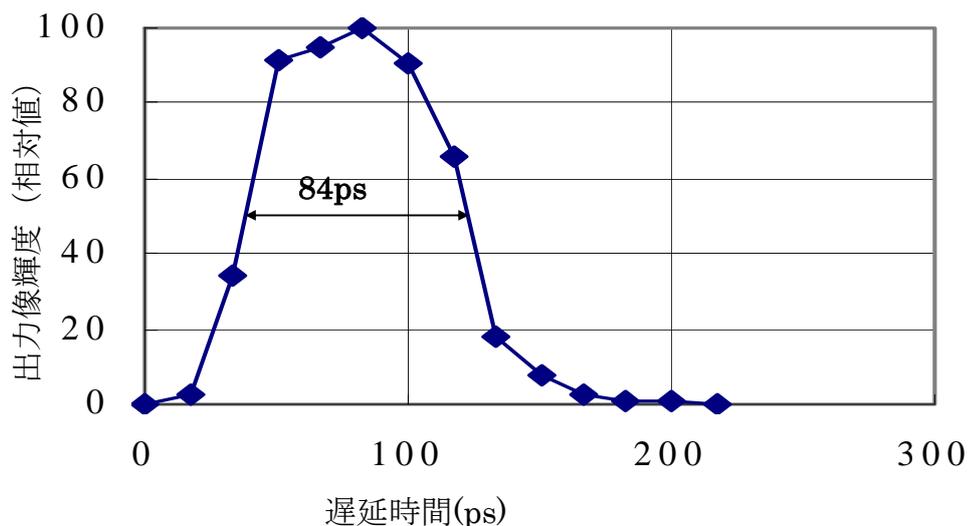


図 7-29 出力像輝度の遅延時間依存特性

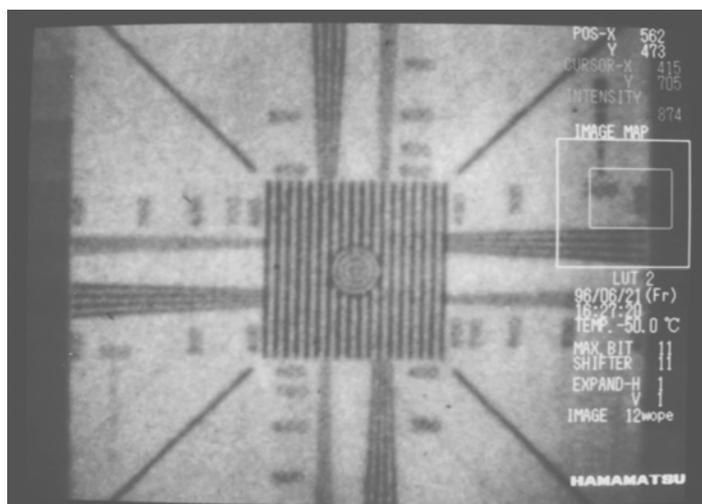


図 7-30 シャッター出力像  
シャッターの繰り返し：80MHz  
シャッター時間：84ps

b. ミアンダ型進行波偏向電極

この偏向電極の高周波特性が良いことを生かした2種類の動作が行われた。一つ目は、アバランシェトランジスタを用いた掃引回路で発生された斜状電圧を印加するもので、プッシュプル掃引電圧の立ち上がり 620ps、振幅 2kV<sub>p-p</sub>、最大繰り返しは 1kHz である。シャッター時間は Ti-サファイヤレーザーを用いて測定され、図 7-31 に示されるように 14.5ps が得られた。この値は、静特性で測定されたシャッター電圧 40V を偏向板間に印加される斜状電圧の時間変化率の  $6.45 \times 10^{12}$  (V/s) で割って得られる値 6.2ps に比べて非常に大きい。掃引のジッターは、約 15ps ありそれに制限されていることがわかった。次に動的限界空間分解能が、パルス幅 40ps の半動体レーザーを用いて測定された。図 7-32 は、シャッターの繰り返し 1kHz、シャッター時間 14.5ps で得られた出力像で、中心の限界空間分解能は約 400 TVL である。しかし、周辺で空間分解能の劣化や、歪み

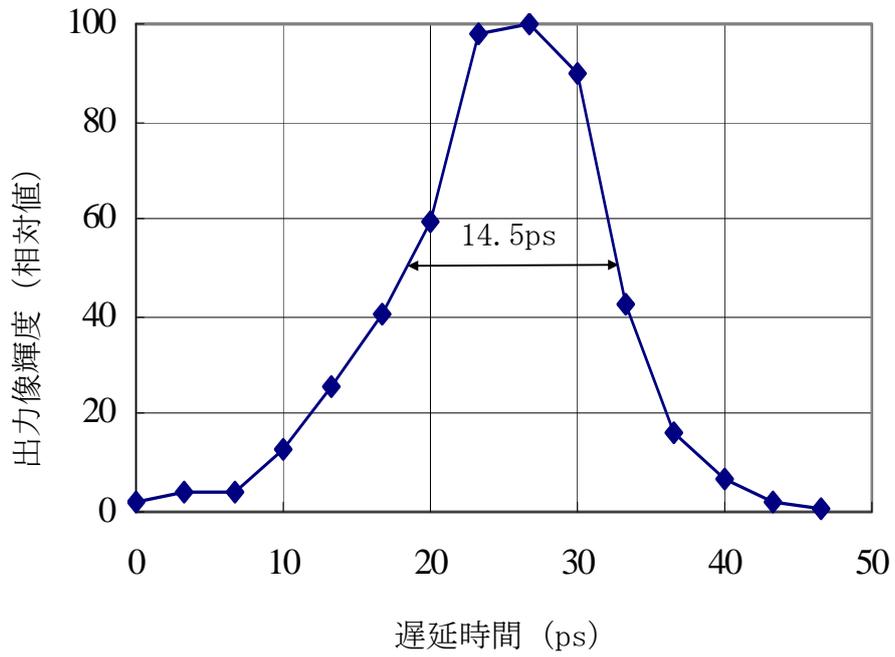


図 7-31 出力像輝度の遅延時間依存特性

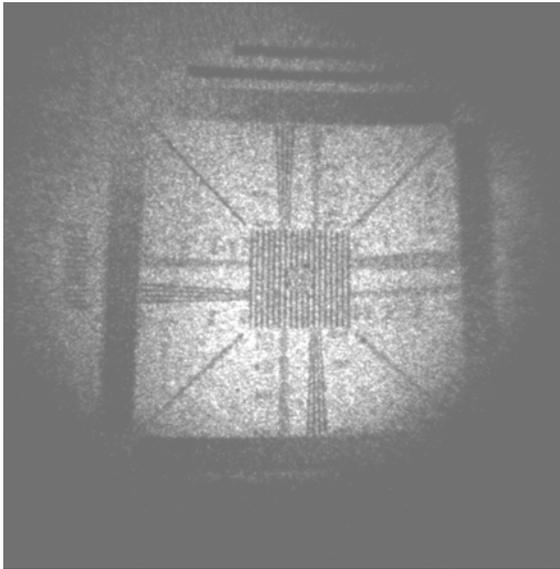


図 7-32 シャッター出力像  
シャッターの繰り返し: 1kHz  
シャッター時間: 14.5ps

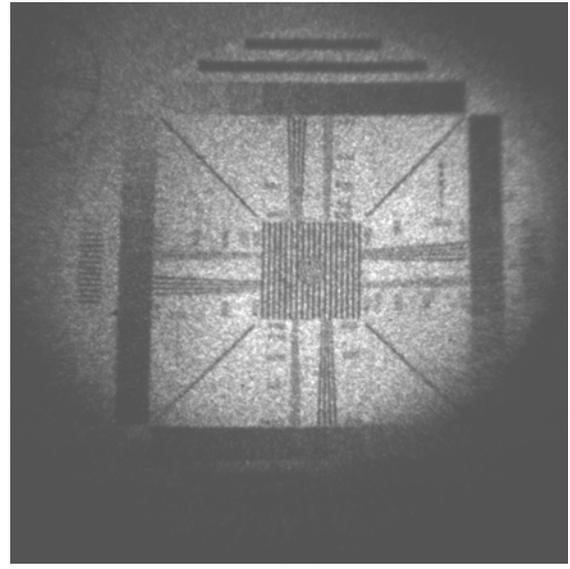


図 7-33 シャッター出力像  
シャッターの繰り返し: 1kHz  
シャッター時間: 23ps

が大きい。偏向電極部で光電子ビームを超高速掃引することにより生じる歪みによると考えられる。ちなみに、図 7-33 は、図 7-32 の場合よりプッシュプル掃引電圧の立ち上がりを 1.5ns と長くしたシャッター時間 23ps の時の出力像で、画質が改善されているの

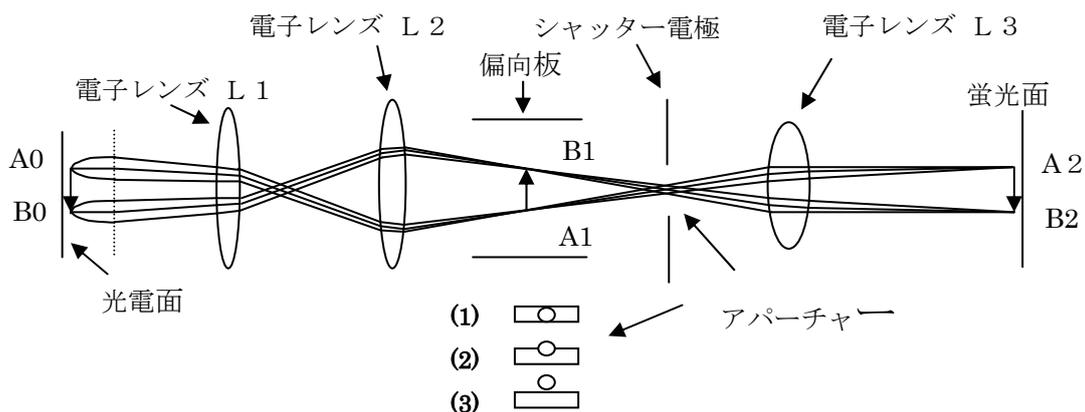


図 7-34 変調動作の動作原理

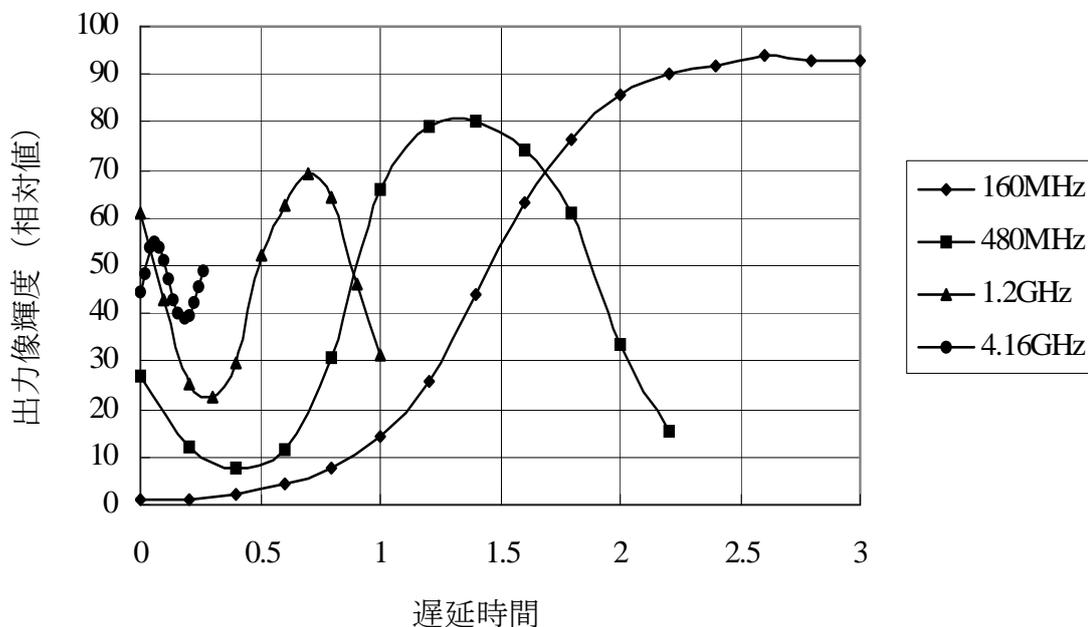


図 7-35 変調特性

がわかる。なお、図 7-32、図 7-33 ともに周辺にシェーディングがあるが、これはパターンへのレーザーの照射ムラによるものが大部分で、管のシャッター動作で生じたものはほとんどない。

二つ目は、 $30V_{p-p}$  程度の小振幅の正弦波掃引電圧を印加する変調動作である。図 7-34 は、その動作原理を示す。シャッター電極のアパーチャーの縁付近で、光電子ビーム束の最小点を往復させることにより、出力像の輝度を変調できる。図 7-35 は、掃引電圧の変調周波数をパラメーターにした変調特性を示す。4.16GHz の変調周波数でも、17%以上の高い変調度が得られている。

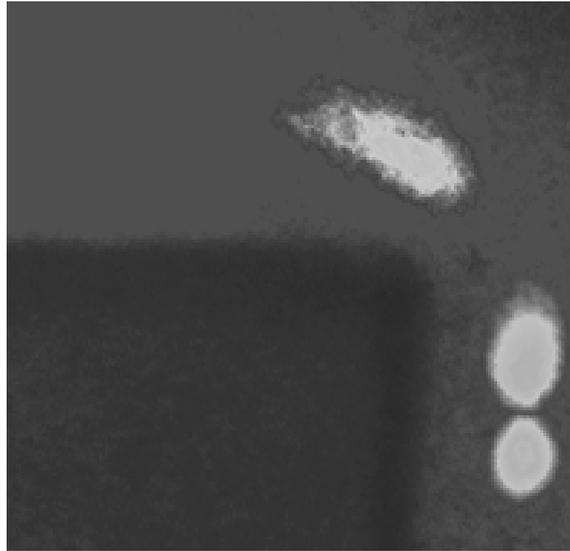


図 7-36 量子井戸ナノ構造における電流の流れの可視化

この管を用いたカメラで応用実験を行った。図 7-36 は、電総研光技術部と行った半導体量子井戸内での電流の流れの可視化実験<sup>38)</sup> の出力像を示す。板型偏向電極の管で、シャッター時間 84ps、シャッター繰り返し数 80MHz の動作モードで撮像した。量子井戸内で多数キャリア（電子）の流れが生じている時、短パルスレーザー励起により励起子群（電子・正孔対）を発生させる。励起子群は再結合により蛍光を生じながら、多数キャリアの流れに乗って流れていく。そこで、これを、シャッターカメラでこま撮りすれば、多数キャリアの流れの可視化ができる。この出力像は、レーザー励起後、0.2, 1.2, 2.2ns の各時刻でシャッター像として得られた蛍光像を試料像と合成したものである。

#### 参考文献

- 1) 篠田和憲、木下勝之、鈴木義二：テレビ全大，3-5，p. 57(1982)
- 2) K. Kinoshita, K. Shinoda, Y. Suzuki：Proc. of the 15th ICHSPP，San Diego, SPIE, Vol. 348, p. 227 (1982)
- 3) 木下勝之、篠田和憲、鈴木義二：応用物理 第 57 卷 第 5 号，p. 774 (1988)
- 4) Y. Tsuchiya, M. Koishi, M. Miwa, T. Kurisaki, M. Watanabe, and K. Kinoshita：Proc. SPIE, Vol. **693**, p. 125 (1986)
- 5) Motohiro Suyama, Katsuyuki Kinoshita, Tomoyuki Okada, and Msuo Ito：Proc. SPIE, Vol. **1757**, p. 19 (1992)
- 6) Y. Tsuchiya, K. Kinoshita, M. Koishi, A. Takeshima, and Y. Inagaki：Proc. SPIE, Vol. **491**, p. 224 (1984)

- 7) 土屋裕、竹下照雄、竹島晃、木下勝之、稲垣善則：第 32 回応用物理学関係連合講演会，  
29a-ZE-5(1985, 春季)
- 8) 土屋裕、竹下照雄、竹島晃、木下勝之、稲垣善則：テレビ全大，17-8，(1985)
- 9) Y. Tsuchiya, M. Koishi, K. Kinoshita: Proc. SPIE, Vol. **832**, p.228 (1987)
- 10) K. Kinoshita, Y. Inagaki, T. Nakamura, A. Takahashi, M. Koishi: Proc. SPIE, Vol. **1155**,  
p.422 (1989)
- 11) Katsuyuki Kinoshita: Proc. SPIE, Vol. **569**, p2(1985)
- 12) 木下勝之、稲垣善則、中村勤：テレビ全大，2=2，p.19(1986)
- 13) Katsuyuki Kinoshita, Yoshinori Inagaki, and Tsutomu Nakamura: Proc. SPIE Vol. **693**,  
p2(1986)
- 14) K. Kinoshita, Y. Inagaki, S. Yamabe, A. Takahashi, H. Ito, M. Koishi, H. Mizushima,  
T. Hayakawa: Proc. SPIE Vol. **2513**, p40(1994)
- 15) 木下勝之、稲垣善則、高橋聡、伊藤博康、水島廣、早川毅：高速度撮影とフォトニクス  
に関する総合シンポジウム 1997，p.441(1997)
- 16) K. Kinoshita, Y. Inagaki, A. Takahashi, H. Itoh: Proc. SPIE Vol. **4183**, p226(2000)
- 17) 木下勝之、稲垣善則、高橋聡、伊藤博康、畑中義式：静大電研研究報告 22 号
- 18) R. Hadland, K. Helbrough and A.E. Huston: Proc. 11<sup>th</sup> Int. Congr. High Speed  
Photography, London, p. 107(1975)
- 19) M. C. Adams, W. Sibbett and D. J. Bradley: Opt. Commun. **26**, p. 273(1978)
- 20) Y. Tsuchiya, A. Takeshima and E. Inuzuka: Proc. SPIE Vol. **348**, p245(1982)
- 21) 玉河元：電気学会雑誌，第 76 卷，p.1167 (1956)
- 22) K. KINOSHITA and Y. SUZUKI : Pro. of the 13th ICHSPP, Tokyo, SPIE, Vol. 189,  
p. 504(1978)
- 23) D. J. Bradley, B. Liddy, A. G. Roddie, W. Sibbett and W. E. Sleat: Adv. Electron. Electron  
Phys. **33B**, p1145(1972)
- 24) V. V. Korobkin, A. A. Malyutin, and M. Ya. Schelev: J. Photogr. Sci., **17**, Sept. p. 179  
(1969)
- 25) E. Inuzuka, Y. Tsuchiya and K. Kamiya: Pro. of the 13th ICHSPP, Tokyo, SPIE, Vol.  
**189**, p. 586(1978)
- 26) Y. Tsuchiya, A. Takeshima, E. Inuzuka, K. Suzuki, M. Koishi and K. Kinoshita: Proc. SPIE  
Vol. **491**, p86(1984)
- 27) W. Sibbett, H. Niu, and M. R. Baggs : Rev. Sci. Instrum. **53**(6), Jun. p. 758 (1982)
- 28) A. Silzars: Proc. of the S. I. D., Vol. 91/1, p. 9(1978)
- 29) D. J. Bradley, J. McInerney, W. M. Dennis and J. R. Taylor: Opt. Commun. **44**, p. 357(1983)
- 30) W. E. Sleat, W. Sibbett, J. R. Taylor and D. J. Bradley: Opt. Commun. **45**, p. 411(1983)
- 31) 浜松ホトニクス(株)カタログ

- 32) K. Kinoshita, H. Ito, Y. Inagaki, T. Nakamura, T. Takeshita, K. Oba : Proc. SPIE, Vol. **569**, p. 173 (1985)
- 33) N. Fleurot, J. P. Gex, M. Rostaing, R. Sauneuf : Proc. SPIE Vol. **348**, p772 (1982)
- 34) B. Nahrath et al. : Rev. Sci. Instrum., Vol. 47, p. 88 (1976)
- 35) 浜松ホトニクス(株)資料、Cat.No. TII 1016E02、FEB. 1995
- 36) Bing Shan , Zenghu Chang, Jinyuan Liu, Xiuqin Liu, Shengcheng Gao, Youlai Ren, Wenhua Zhu, Yongming Luo : Proc. SPIE Vol. **2869**, p18 (1996)
- 37) J. Feng, Y. K. Ding, Z. L. Liu, Q. L. Yang, B. P. Guo, H. B. Niu : Proc. SPIE Vol. **2869**, p664 (1996)
- 38) 永宗靖, 高橋聡、稲垣善則、野田武司、木下勝之、榊裕之、渡辺正信 : 第44回応用物理学関係連合講演会予稿、30p-PA-8, p. 1291 (1997 春季)

## 第8章 結論

本研究は、ほぼ4半世紀前、従来のストリーク管が大型の多段カスケードイメージインテンシファイヤー (I. I.) をレンズカップリングして使用され、ストリーク管自身も大型かつ加速電圧が高く扱いにくいものであったものを、ストリーク管に MCP を内蔵することにより、小型で扱い易くなるのではという発想から始めたものである。当時、MCP の国産品はまだ無かったが、本研究者等は外国産の MCP を用いた人工衛星搭載用撮像蓄積管を開発・実用化していたので、比較的スムーズに 10ps の時間分解能を有する低電圧駆動の MCP 内蔵小型ストリーク管を試作できた。これにより、世界最小で操作し易いストリーク管が誕生した。MCP 内蔵管で広く実用されるに至ったのは本研究を基に製品化された管のみである。開発当時は、とにかく小型で扱い易い管を実用化できたという印象であったが、その後、コンパクトな近接イメージ I. I. が実用になり、MCP を内蔵しないストリーク管と近接 I. I. をファイバーカップリングしたタイプも試作・実用化していく過程で、多くの項目にわたり両者に得失があることを明らかにできた。これらは、用途によって両方式を使い分ければ良いということを示すものであるが、やはり MCP を内蔵した管は、実用において以下のような点で卓越した特長を持つ。

- 1) I. I が不要で その分必要な電源も少なく、カメラ構成がシンプルである。
- 2) 光電面-陽極間の加速電圧を 2~5kV に設定しても、その加速電圧に関係なく出力蛍光面を十分発光させることができる。加速電圧を低く設定できるので放電が生じにくく、安定した動作のカメラを提供できる。さらに、それは偏向感度を高くできるので目標とする時間分解能を得るのに必要な掃引電圧の振幅を下げるにも非常に有効であった。これにより、1kV<sub>p-p</sub> 程度の比較的小さな正弦波掃引電圧で駆動できる MCP 内蔵小型シンクロスキャンストリーク管、必要な掃引電圧を 1.25kV<sub>p-p</sub> 程度に納めたフェムト秒シンクロスキャンストリーク管、進行波型偏向電極も用いることにより数 10V<sub>p-p</sub> の掃引電圧で駆動できる超低掃引電圧駆動ストリーク管などを開発できた。  
また、同一の管構造で光電面-陽極間の加速電圧を変えることにより、高加速電圧で高時間分解能のカメラ、低加速電圧で時間分解能は低くなるが、掃引電圧が低くなり、扱い易い低価格のカメラなどの多様な展開を可能にしている。
- 3) MCP ゲートを用いることにより BG 上昇を抑えることができる。

ストリーク管の最も重要な特性である時間分解能の向上については、数 ps より高い時間分解能の領域では従来の解析方法が不十分であることを示し、その領域でも適用できる新しい解析方法を提案した。特に、光電子ビームが掃引される偏向場の解析について、光電子が偏向場を走行中に偏向電圧が変化してしまう動的偏向場により生じる時間広が

りを精密に解析できる独自の手法を導入した。これらにより 1) フェムト秒領域ではメッシュ加速電極以降の光電子走行時間広がりが無視できない値になる 2) 動的偏向場で生じる時間広がり、光電子ビームの集束点が掃引面の後ろにずれたと同等のフォーカスポケによって生じ、その広がり、掃引速度が大きいほど大きく、掃引面上の時間軸の中心付近で最大となる 3) その広がり、集束条件（電磁集束ではコイル電流、静電集束では集束電圧）を静的な時より強く集束させる方向で再調整することにより補正できるなどの新しい知見を得ることができた。

これらの解析を基に、管の構造、動作条件などの主要パラメーターと時間分解能の関係および時間分解能の向上対策を明らかにした。それに基づき、フェムト秒域の時間分解能を有する新方式のストリーク管を提案・試作し、世界最高の時間分解能を持つことを実験により確認した。単発掃引管では、電磁集束方式に加えて、光電面－メッシュ電極間での直流高電圧に重ねたパルス電圧の印加による光電子の一気の加速、局所集中集束磁場の採用による偏向感度低下の防止と進行波型偏向電極の採用による超高速掃引、掃引速度に応じた集束磁界の再調整による高速掃引時の集束ボケの補正など多くの新工夫を組み合わせることにより、200fs 以内の時間分解能を達成した。シンクロスキャン管では、MCP 内蔵管の特長を生かした正高圧集束と低陽極電圧の採用により、小さな走行時間広がり、高い偏向感度を両立させ、80MHz 程度のシンクロスキャン周波数でも比較的小さな掃引電圧振幅で 660fs という高い時間分解能を達成できた。

さらに、単発掃引 500fs ストリーク管の光強度依存時間広がり、非常に大きいので、その原因の究明を、実験およびコンピューターを用いた電子軌道解析により行った。シミュレーションでは、光電面へのフェムト秒のレーザーの入射により光電面から小さな電子雲が発生し、その形と電子密度分布が、時々刻々変化しながら管の中を走行するとう過渡状態であるので、定常解を求めるのに用いられる Child-Langmuir の空間電荷則は適用できない。そこで過渡解を求めるために、以下の方法を考案した。

電子雲をその密度と形状が変化する連続した電荷分布として扱うのは難しいので、全ての光電子の位置と速度をコンピューターに入力し、電極や集束コイル等により決まる静電磁界による力と光電子間の相互クーロン力の和の下で、運動方程式を個々の電子に関して解いた。このような方法でストリーク管の空間電荷効果による時間広がり、を解析したのは、本研究が初めてである。実験とシミュレーションの結果は良く一致し、次のことが明らかになった。

- ① フェムト秒ストリーク管の光強度依存時間広がり、は、空間電荷効果だけで説明できる。
- ② 光強度依存時間広がり、は、光電面－偏向電極間の空間電荷効果により発生しその広がり、の大半は、電子雲の管軸方向の広がり、の増加による。
- ③ 電子雲の管軸方向の広がり、の増加は、光電面と偏向電極の間におけるクーロン反発力の時間積分によるもので、その間の特定部分で生じるものでなく全行程で生じている。
- ④ 光電子の初速度分布は、この広がり、に影響を与える。

これらは、本研究で独自の解析方法により初めて定量的に解析され明らかにされたことである。

これらの解析を基に、光電子群を光電面－メッシュ電極間で加速した直後、電子雲が管軸方向に広がる前に偏向電極で掃引してしまい、電子ビームの集束はその後で行う管を考案・試作し、フェムト秒領域での光強度依存時間広がり改善できることを確認した。この新方式の管では、管軸方向の広がり小さく抑えられていて、管軸に垂直な面内での広がりの方が大きくなり、それは掃引面での結像面を後ろの方にシフトする傾向があるので、コイル電流を増加する方向で再調整するとその時間広がりをさらに改善できることもわかった。

時間分解能に次いで、ストリーク管の同時多チャンネル計測や時間分解分光計測で要求される時間軸に垂直な空間方向の特性を改善した。第一に、大口径ストリーク管の研究では、空間方向の情報容量を増すために、光電面の空間方向の有効長を大きくするとともに、紫外線領域用のUVガラスや $MgF_2$ 窓も簡単に適用出来る平面型光電面でも、周辺まで高解像度・低歪みにできる二つの集束電極からなる静電集束電子レンズを用いた管を考案し、試作した。その結果、光電面の有効長25mmにわたって、空間方向、時間方向ともに良好な特性を得ることができた。第二に、吸収時間分解分光計測やレーザー核融合等の計測で要求される数10ps～数100psの時間分解能の領域で、空間方向の情報容量が大きい上に、かつ光パルスの強度が増した時時間分解能の劣化が少ない、すなわち高Dレンジな特性を併せ持つ管を可能にした。プリフォーカスレンズと主集束レンズの役割を持つ二つの電磁集束コイルからなる電磁集束レンズを用いる工夫をしたもので、光電面有効長18mmにわたって空間方向、時間方向ともに良好な特性を有するとともに、高強度のパルス光に対しても時間分解能の劣化が極めて少ない特性を得ることができた。第三に、2psストリーク管など特に静電集束型のストリーク管で、高速の掃引を行った時生じる空間方向に依存した時間歪みの原因が、光電面の空間方向の各位置から放出された主軌道光電子の偏向電極までの走行時間の差により生じることを明らかにした。そこで、光電面の形状を凹面にしてその曲率を調整してそれらの走行時間を同一にすることにより、その歪みを改善できた。これにより、TVカメラで撮像したストリーク像の解析を容易にすることが可能となった。

次に、ストリーク管の計測デバイスとして実用上重要な計測精度を支配する雑音特性について、その解析とその改善を行った。

第一に、MCP内蔵型ストリーク管とイメージインテンシファイヤー(I.I.)結合型ストリーク管の雑音指数を理論および実験から求め、管の構成方式やその各要素との関連を明らかにした。さらに、両方式について比較し、雑音指数がI.I.ファイバー結合型ストリーク管、MCP内蔵型ストリーク管、I.I.レンズ結合型ストリーク管の順に良いことおよび、MCPの入射面の二次電子放出比や開口比を大きくするなどの雑音指数の改

善の方向を示すことができた。

第二に、バックグラウンドノイズの発生源の確認とその低減対策を行った。まず、ストリーク管で特有に発生する高電圧、高電界、高周波電圧等により生じるバックグラウンドノイズ (B.G.) の原因究明とその低減を行った。高電圧、高電界により生じる B.G. の低減対策は泥臭いことながら、フェムト秒ストリーク管のような高時間分解能の管では、実用上極めて重要であることを認識した。BG 上昇は、電界放出やガラス表面の帯電による間欠放電により生じ、対策としては、電極表面の研磨、電極の形状、配置の工夫、細かいほこりの除去、できる限り高電界となる部分を少なくすること、ガラス管壁表面への酸化クロムの塗布による帯電電荷の適度な漏洩などが有効であった。その他、S-1 光電面の暗電流を除去するスリット加速電極の採用、集束電極内面への光電面付着の防止、メッシュ電極からの二次電子をカットオフするため集束電極の電位をメッシュ加速電極より低く設定すること、ガラス管壁からの反射、散乱電子をカットするためのコーン電極の設置、偏向電極からの反射、散乱電子をカットする偏向板表面の凹凸溝の作成、光電面透過光 (X 線) による BG 上昇を防止するストリーク管の入射光軸に対する傾斜設置、MCP ゲートの採用など数多くの BG 低減対策を考案し、その有効性を確認できた。また、偏向電極に掃引用高周波電圧を印加した時発生する B.G. がマルチパクタリング放電によるものであることを明らかにして、それを除去できたことは、シンクロスキャンストリーク管の開発を成功に導いた。

第三に、同時多チャンネル計測や蛍光寿命の計測で問題となる隣接領域間のクロストークについて、その発生メカニズムを明らかにするとともに、その改善対策を行った。その結果、クロストークの発生源の主要なものは、1) 光電面を透過した光のストリークメッシュ加速電極による散乱の光電面へのフィードバック 2) MCP-蛍光面間で生じる蛍光面からの反射、散乱電子の蛍光面への再入射・降りかかり 3) 出力ガラス窓内で生じる光散乱であることを明らかにした。これらは、それぞれ順に、スリット加速電極の採用、蛍光面表面への電子反射防止膜の付着、オプティカルファイバプレート採用により改善でき、全体で従来に比べ一桁以上クロストークを低減できた。

以上のストリーク管の B.G. およびクロストークの低減により、計測精度を飛躍的に向上させ、その計測デバイスとしての完成度を高めた。

高感度化に関しては、MCP を 1 枚内蔵した小型高感度ストリーク管に次いで MCP を複数枚用いることにより、より高感度なシングルフォトンが検出できるストリーク管を試作した。光電面作成時のアルカリ金属蒸気による MCP の暗電流増加の問題が生じたが、アルカリ蒸気阻止シャッターによりそれを解決した。これにより、ピコ秒領域での光子統計などを可能にした。また、ストリーク管の感度領域を可視光から赤外線、軟 X 線等の不可視光領域に広げた。そのために管体構造等の工夫を行った。さらに光のみならず中性子ストリーク管の検討を行い、それが実現可能であることを確認できた。

次いで以下のような新しい動作方式の超高速光計測用イメージ管を考案・試作し従来にない優れた機能を引き出すことができた。

- 1) 従来の大型のシンクロスキャンストリーク管を、MCP を内蔵させて小型の扱いやすい管とした。さらに、楕円掃引方式を考案し、戻り掃引時の信号の重なり除去を容易にした。これは比較的長い裾引きを有する蛍光寿命等の計測精度を向上させた。
- 2) 偏向電極に入射する光電子ビームを数 keV の低速にするとともに、進行波型偏向電極を用いて掃引することにより、数 10Vp-p という超低掃引電圧での駆動を可能とした。これは、ストリーク管の駆動を容易にした。
- 3) 光電面のそばの加速電極にスリット電極を採用し、出力蛍光面の前にもスリット電極を設けて、掃引光電子ビームをサンプリングするストリーク管を試作した。この出力を光電子増倍管 (PMT) で読み出すことにより、安価で、 $10^3$ 以上の大きなDレンジを持つサンプリング光オシロスコープを可能にした。
- 4) 2種類の超高速時間分解イメージング方式を考案・試作し目標性能を確認できた。  
一つは、光電子像を、偏向電極により MCP 入力面上に順次配列すると同時に、シャッター動作を MCP のパルス電圧印加によるゲーティングにより行うものである。  
もう一つは、全く新しい動作原理の偏向中心結像一掃引シャッター方式の高繰り返し超高速シャッター管で、電子管としては、15ps という世界最短のシャッター時間を得ることができた。

以上総括すると、超高速光計測用ストリーク管について、新しい構成・構造、独自の電子レンズ系、動作方式を提案し、管の設計、試作、評価を行った。その結果、世界一の性能を有する多くの管を開発し、実用に供することができた。また、時間分解能を始めとする管の重要な諸特性について独自の手法を用いて解析し、新たな知見を得た。さらにその結果を用いて、管の諸特性を改善し、計測デバイスとしての完成度を高めた。

波及効果として、本研究の成果を用いて光電面の種類、電極構造、動作電圧、動作方式を組み合わせることにより、使用目的に応じた多くの種類のストリーク管・カメラが製品化され、全世界で広く使用されている。その応用分野を表 8-1 に示す。

今後は、一層の性能向上が望まれる。時間分解能の向上については、単発掃引型では、100fs 以内の時間分解能を達成するには、空間電荷効果による時間広がり大きな問題であるが、単に加速電圧を高くしていくのではストリーク速度が遅くなってしまうのでブレークスルーが必要である。また、いよいよ、光電面自体の応答も問題となり、その厚みを薄くする必要があるが、それは光電面感度の低下が制限となる。走行時間広がり小さくするには、初速度分布の半値幅の小さい半導体結晶光電面の採用も考えられるが、この場合もその厚みがネックとなる。一方、シンクロスキャン型では、レーザーや掃引回路で生じるジッターの低減が望まれる。現在の延長線上でさらに時間分解能を向上していくのは、かなりの困難が伴うので新しい発想が望まれるところである。

表 8-1 超高速測光用イメージ管の応用

(a) ストリーク管の応用	
半導体 光通信	<ul style="list-style-type: none"> <li>・半導体レーザ、光 IC の応答特性の評価</li> <li>・光ファイバー等光通信用デバイスの伝送特性の評価</li> <li>・化合物半導体結晶、超格子デバイスからの フォトルミネッセンス観測</li> </ul>
バイオ メディカル	<ul style="list-style-type: none"> <li>・顕微鏡下の生体組織、細胞の蛍光寿命測定</li> <li>・遺伝子工学分野における紫外域極微弱蛍光寿命測定</li> </ul>
学術研究	<ul style="list-style-type: none"> <li>・光化学反応過程における蛍光スペクトル測定</li> <li>・放電、爆発、燃焼、衝撃波の観測</li> <li>・ラマン分光における時間分解分光測定</li> <li>・地上、宇宙精密測距</li> <li>・レーザ核融合における高速光現象測定</li> <li>・プラズマ発光過程の分析</li> <li>・モード同期レーザ、シンクロトロン放射光のパルス幅、 位相の計測</li> </ul>

(b) フレーミング管の応用	
工業	<ul style="list-style-type: none"> <li>・エンジン内部の噴霧、燃焼状態の観測</li> <li>・衝突破壊現象の観測</li> <li>・爆発の観測</li> </ul>
バイオ メディカル	<ul style="list-style-type: none"> <li>・細胞の動態解析</li> <li>・神経信号伝達の観測</li> </ul>
学術研究	<ul style="list-style-type: none"> <li>・レーザアブレーションの観測</li> <li>・放電現象の観測</li> <li>・ビームモニタ</li> <li>・レーザ核融合における高速現象観測</li> <li>・プラズマの観測</li> </ul>

S/N の改善に関しては、MCP の代わりに電子打ち込み CCD を内蔵するのが、光電子の利用効率が 100% 近くになり、増倍揺らぎも小さいので有力と考えられる。感度の向上に関しては、GaAs 等の半導体結晶光電面の採用が有望であるが、前述のように必要な時間分解能を得るには、その厚みを薄くする、膜厚方向の構造の工夫等が要求される。

# 付 録

## 付録 1)

総数N個の光電子が、均一のエネルギー  $\varepsilon$  (eV) でかつ余弦分布で付図 1 に示すように放出されたとする。

$\Delta\theta$ によって見込まれる立体角は  $(2\pi \sin\theta)$

$\Delta\theta$ であるのでその中に含まれる光電子数

$\Delta N$ は

$$\begin{aligned} \Delta N &= N \{(\cos\theta) / \pi\} \times (2\pi \sin\theta) \Delta\theta \\ &= (2N \sin\theta \cos\theta) \Delta\theta \quad (\text{付-1}) \end{aligned}$$

となる。また、放出光電子の軸方向エネルギー  $\varepsilon_{z0}$  は

$$\varepsilon_{z0} = \varepsilon \cos^2\theta \quad (\text{付-2})$$

となり、

$$|\Delta \varepsilon_{z0}| = |(-2\varepsilon \sin\theta \cos\theta) \Delta\theta| \quad (\text{付-3})$$

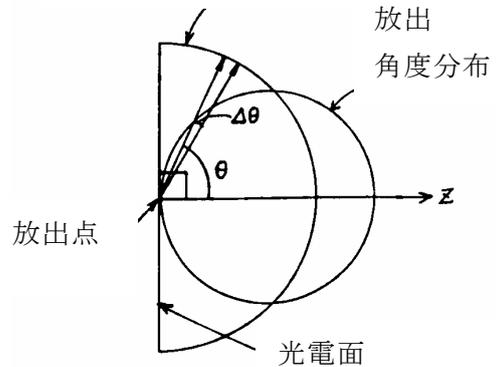
よって、(付-1) (付-3) 式より放出光電子の軸方向エネルギー分布  $P_1(\varepsilon_{z0})$  は次式で与えられる。

$$P_1(\varepsilon_{z0}) = \frac{1}{N} \frac{\Delta N}{|\Delta \varepsilon_{z0}|} = \frac{1}{\varepsilon} \quad (\text{付-4})$$

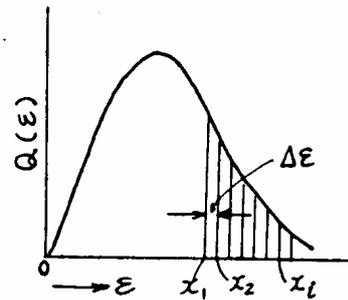
これより  $\varepsilon$  が一定の時の軸方向エネルギー分布は、 $\varepsilon$  eV 以下に一様に分布することがわかる。次に放出エネルギーが一定でない場合、そのエネルギー分布を  $Q(\varepsilon)$  とし、これを付図 2(1) に示す。この時、この分布から導出される軸方向エネルギー分布を  $P(\varepsilon_{z0})$  とする。

付図 2(2) の軸方向エネルギー  $x_1$  eV と  $x_1 + \Delta \varepsilon_{z0}$  eV の間に入ってくる光電子数  $\Delta N$  は

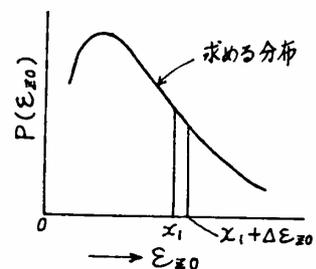
エネルギーの絶対値の包絡線



付図 1 光電子の放出の様子



付図 2(1) エネルギー分布 (絶対値)



付図 2(2) 軸方向エネルギー分布

$$\Delta N = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{Nq(x_i)\Delta\varepsilon}{x_i} \Delta\varepsilon_{z0} \quad (\text{付-5})$$

となる。そこで  $P(x_i)$  は

$$P(x_i) = \frac{1}{N} \frac{\Delta N}{\Delta\varepsilon_{z0}} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{Q(x_i)}{x_i} \Delta\varepsilon$$

$$= \int_{x_i}^{\infty} \frac{Q(\varepsilon)}{\varepsilon} d\varepsilon \quad (\text{付-6})$$

となり (3-17) 式が得られる。

## 付録 2)

本研究で用いた電子軌道解析法について解説する。

### 1. 電磁場分布の解析

#### 1.1 電位分布解析<sup>1,2)</sup>

空間電荷効果を考慮しない軸対称系のラプラス方程式は、次式で示される。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{付-7})$$

電位  $\phi$  を求めるには、電極で囲まれた閉領域を格子状のメッシュ構造に置き換えて、各格子点の電位の値を未知数とする多元連立方程式を解く。まず、 $z$ 、 $r$  方向の  $i$ 、 $j$  番目の格子点  $P_{ij}$  における電位微係数を求め、(付-7) 式に代入すると、次の差分方程式が得られる。

$$V_{ij} = \frac{1}{2(1+T^2)} \left[ V_{i+1,j} + V_{i-1,j} + T^2 \left\{ \left(1 + \frac{k}{2r}\right) V_{i,j+1} + \left(1 - \frac{k}{2r}\right) V_{i,j-1} \right\} \right] \quad (\text{付-8})$$

ここで、 $T=h/k$  で、 $h$  は  $z$  方向、 $k$  は  $r$  方向の格子間隔である。この方程式を解くには逐次加速緩和法を用いて反復計算を行う。いま、 $V_{ij}$  の第  $n$  回目の反復値を  $V_{ij}^{(n)}$  で示し、ある  $z$  に対し、 $r$  方向へ各格子点の電位を順次計算させていくと、(付-8) 式は次式のようになる。

$$V_{i,j}^{(n+1)} = V_{i,j}^{(n)} + \frac{\omega}{2(1+T^2)} \left[ V_{i+1,j}^{(n)} + V_{i-1,j}^{(n+1)} + T^2 \left\{ \left(1 + \frac{k}{2r}\right) V_{i,j+1}^{(n)} + \left(1 - \frac{k}{2r}\right) V_{i,j-1}^{(n+1)} \right\} - 2(1+T^2) V_{i,j}^{(n)} \right]$$

$$= V_{i,j}^{(n)} + \omega R_{ij} \quad (\text{付-9})$$

$R_{ij}$  は反復 1 回当たりの  $V_{ij}$  の変化量である。 $\omega$  は加速緩和係数である<sup>3)</sup>。 $R_{ij}$  がある値以下になったら繰り返し計算を終了し、そのときの電位を解とする。また、高時間分解能のストリーク管では、偏向場の電位分布は、電子走行中に偏向電極の印加電圧が変化するので、次節に示す軌道解析では軌道計算の 1 ステップの微小時間間隔  $\Delta t$  毎に変化した電圧が印加された偏向電極を境界条件にして電位を求め、それを軌道計算に用いた。

## 1.2 磁場分布解析

軸対称系の磁場分布は、軸上の軸方向磁場分布  $B_0 = B_z(0, z)$  が求まれば、それを用いて、近似的に次の級数展開で表される。

$$B_z(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n-2} \frac{B_0^{2n-2}}{[(n-1)!]^2} \quad (\text{付-10})$$

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n r^{2n-1} B_0^{(2n-1)}}{2n [(n-1)!]^2 2^{2n-2}} \quad (\text{付-11})$$

軸上の軸方向磁場分布  $B_0$  には、使用する集束電磁コイルの実測軸上磁界分布をベルシェイプ関数で近似したものを用いた。

## 2. 軌道解析<sup>1)</sup>

静電場中の電子の運動方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{\partial V}{\partial r} \quad (\text{付-12})$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{\partial V}{\partial z} \quad (\text{付-13})$$

ここで、 $m$ 、 $e$  はそれぞれ電子の質量、電荷である。現在の電子の位置  $P_0$  点の座標を  $r_0$ 、 $z_0$  とし、時間  $\Delta t$  後の電子の位置  $r$ 、 $z$  を  $r_0$ 、 $z_0$  を用いて、テイラー展開して求めると次式となる。

$$r = r_0 + \left(\frac{dr}{dt}\right)_0 \Delta t + \frac{1}{2} \frac{e}{m} \left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_0 \Delta t^2 + \frac{1}{6} \frac{e}{m} \left\{ \left(\frac{\partial^2 V}{\partial r^2}\right)_0 \left(\frac{dr}{dt}\right)_0 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial r \partial z}\right)_0 \left(\frac{dz}{dt}\right)_0 \right\} \Delta t^3 \quad (\text{付-14})$$

$$z = z_0 + \left(\frac{dz}{dt}\right)_0 \Delta t + \frac{1}{2} \frac{e}{m} \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)_0 \Delta t^2 + \frac{1}{6} \frac{e}{m} \left\{ \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 \left(\frac{dz}{dt}\right)_0 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z \partial r}\right)_0 \left(\frac{dr}{dt}\right)_0 \right\} \Delta t^3 \quad (\text{付-15})$$

各式内の電位微係数については、まず現在の電子の位置  $P_0$  点の周りの 4 つの格子点のうち  $P_0$  点との距離が最小となる格子点を基準点として選び、その基準点のまわりでテイラー展開することによって  $P_0$  点での電位微係数を求める。電位微係数を (付-14)、(付-15) 式に代入して電子の時間  $\Delta t$  後の位置と速度を求め、それを順次繰り返して電子軌道を追跡する。なお、光電面から光電子が放出される際の条件として、エネルギー分布は Gauss 分布で、放出角度分布はコサイン分布で近似した。エネルギー分布は実測により求められており、その Gauss 分布の平均値および半値幅 (FWHM) は光電面の種類と被計測光の波長によって異なる。例えば、マルチアルカリ光電面で波長 600nm の場合には、平均値 : 0.5eV、FWHM : 0.2eV を用いた。

上記では静電場内の軌道解析において、常微分方程式の数値解法の 1 つであるテイラー展開法を用いたものについて述べたが、他に 4 次の Runge-Kutta 法<sup>4)</sup> も用いた。この解析法は磁場内での軌道解析において、磁気ポテンシャルではなく磁場  $B$  で計算できるうえ、簡単な関数列を用いてテイラー展開法と同じ精度が得られる利点がある。

#### 参考文献

- 1) 加藤, 木下, 鈴木: テレビジョン学会誌, **40**, p. 386 (1986)
- 2) C. Weber : Phil. Tech. Rev., **24**, p. 130 (1962/63)
- 3) B. A. Carre : Computer Journal, **4**, P. 73 (1961)
- 4) T. CHISHOLM and A. M. STARK : J. Phys. D: Appl. Phys. **3**, p. 1717 (1970)

## 謝 辞

本論文をまとめることができましたのは、終始、御懇切な御指導、御鞭撻と御高配を賜りました静岡大学電子工学研究所 畑中義式教授のおかげであり、深く感謝の意を表します。

本論文の作成にあたり、ご多忙中、御懇切に内容の検討をしていただき、有意義な御助言を賜りました静岡大学電子工学研究所 中西洋一郎教授、長村利彦教授、田部道晴教授に深く感謝いたします。

本研究は、浜松ホトニクス株式会社において1970年代中頃より、ピコ秒レーザーの進展に伴う時代のニーズを先取りして行われてきたものであり、本研究の機会を与えて頂き、終始、御指導と、叱咤激励をいただきました晝馬輝夫代表取締役社長に深く感謝いたします。また、研究遂行の上で温かい御配慮を頂いた大塚治司代表取締役副社長に深く感謝いたします。

本研究を提起されるとともに研究開始当時の上司として、終始、御指導、御鞭撻を頂きました鈴木義二常務取締役（当時技術部電子管グループ長）に深く感謝いたします。また、開発したストリーク管の動特性の評価および特性向上について、御指導、御助言、御協力を頂きました土屋裕中央研究所所長代理に深謝いたします。さらに、第26部門；稲垣善則専任部員には、約20年のながきにわたり、設計、静特性評価、管特性の改善など、共同研究者として多大なる御協力を頂きました。得られた成果の一部は、彼の熱心な取り組みによる所が大であり、心より感謝するところです。

4半世紀のながきにわたり行われた本研究では、広い分野で次のような非常に多くの方々の御指導、御討論、御協力をいただきましたことを深く感謝いたします。

林郁夫顧問（当時、電子管事業部技術部長主幹）には、第1号のMCP内蔵小型ストリーク管を製作していただき、その後も終始、管製作上の観点より試作管の構造や製作工程の改善につきまして御指導、御助言を頂きました。電子管開発グループ；鈴木誠主任部員には、第1号の管の静特性の評価で、御協力を頂きました。最初のS-1光電面、Be窓X線ストリーク管等、不可視線用ストリーク管の開発を担当された中央研究所第1研究室；杉山優室長には、S-1光電面を用いた管の研究について御指導、御助言を頂くとともに、シンクロスキャンストリーク管の放電についてマルチパクタリング放電を示唆していただくなどの御協力を頂きました。中央研究所加工グループ；篠田和憲主任部員には、シンクロスキャンストリーク管の放電の解明と改善について共同研究者として御協力を頂きました。電子管設計第1グループ；須山本比呂専任部員には、空間電荷効果による時間広がり解明の実験および進行波型偏向電極を用いたストリーク管の開発について、共同研究者として御協力を頂きました。

電子管設計第1グループ；伊藤益保グループ長、国際部地区Aグループ；鶴見哲久グループ長、企画営業部プロジェクト；加藤隆仁専任部員、第18部門；平井伸幸専任部員、

電子管設計第2グループ；石原良俊部員、岡田知幸部員には、ストリーク管の動作解析、設計にあたり必要不可欠な電子軌道解析を行うことで多大な御協力を頂きました。

中央研究所主幹プロジェクト；森田伸廣グループ長代理、中央研究所試作グループ；飯上芳樹主任部員、中央研究所加工グループ；齊藤正之専任部員、岡本博専任部員、第26部門；中村勤部門長、松下正興主任部員、森邦芳専任部員、澤田晴基専任部員、生熊敬樹部員、池谷秀明部員、鈴木次男部員、日野修二氏、太田宣宏氏、夏目佳幸氏には、試作管を製作することで多大な御協力を頂きました。電子管事業本部；平野雅之専任部員、第27部門山部史朗部員には試作管の静特性の評価で御協力を頂きました。

第18部門；犬塚英治部門長、レーザーグループレーザー製造部応用；平野伊助部門長、中央研究所材料研究室；瀧口義浩主任部員、中央研究所第3研究室；青島紳一郎主任部員、浦上恒幸専任部員、中央研究所第5研究室；岡田裕之主任部員、中央研究所第7研究室；三輪光春主任部員、システム技術部基礎第2グループ；高橋聡専任部員、袴田直孝専任部員、西沢充哲部員、システム技術部光学機構グループ；磯部良雄専任部員、第8部門；鈴木一孝部門長代理、鈴木均専任部員、阿部滋専任部員、竹下照雄部員、第33部門；渡邊元之主任部員、システム製造部第1製造グループ；原智義専任部員、筑波研究所；伊藤博康専任部員には、試作管の動特性の評価で御協力を頂きました。

また、この研究の推進にあたり、終始、御指導、御協力を頂きました電子管技術部；大庭弘一郎元部長、木下正雄部長代行、電子管第2事業部第5製造部；鈴木賢次部長、電子管第2事業部第4製造部；横井高嶺部長主幹、システム事業部第1設計部；水島廣部長に、厚く御礼申し上げます。

この論文の作成を意図した際、お世話になり温かい御指導を賜った萩野實顧問（元静岡大学電子工学研究所 教授）に感謝いたします。

本研究は、以上の他にも多くの方々のご協力により完成したものであり、関係各位に感謝いたします。

## 研究発表目録

### 1. 本研究に関連する公表論文目録

- 1) K. Kinoshita, Y. Suzuki: “ Streak tube with microchannel plate” , SPIE, Vol. 189, pp.504-507 (1978.8) (SPIE; The Society of Photo-optical Instrumentation Engineers の略)
- 2) K. Kinoshita, T. Kato, Y. Suzuki: “ The electron trajectory analysis in the deflecting electric field of the streak tube” , Proc. 14th ICHSPP, pp.199-202 (1980.9) (ICHSPP ; International Congress on High-Speed Photography and Photonics の略)
- 3) K. Kinoshita, Y. Suzuki: “ Noise figure of the streak tube with microchannel plate” , Proc. 14th ICHSPP, pp.159-163 (1980.10)
- 4) Y. Suzuki, Y. Tsuchiya, K. Kinoshita, M. Sugiyama: “ Recent developments in picosecond streak camera systems” , Phil.Trans.R. Soc.Lond. A 298, pp.295-302 (1980.11)
- 5) K. Kinoshita, N. Hirai, Y. Tsuchiya: “ New streak tube without time-dispersion slit image curvature” , SPIE, Vol.348, pp.222-226 (1982.8)
- 6) K. Kinoshita, K. Shinoda, Y. Suzuki: “ Development of a new synchroscan tube incorporating microchannel plate” , SPIE, Vol.348, pp.227-230 (1982.8)
- 7) M. Kinoshita, K. Kinoshita, K. Yamamoto, Y. Suzuki: “ A Two-Dimensional Photon counting Tube” , Adv. in Electronics and Electron Physics, 64B, pp.323-330 (1983.6)
- 8) K. Kinoshita, E. Inuzuka, Y. Takiguchi, H. Okada, K. Suzuki I. Hayashi, Y. Tsuchiya, K. Oba, Hector Medeck, Gary L. Stradling: “ Demountable photocathode X-ray streak camera” , SPIE, Vol.427, pp.36-44 (1983.8)
- 9) k. Kinoshita, N. Hirai, Y. Suzuki: “ Femtosecond streak tube” , SPIE, Vol. 491, pp. 63-67 (1984.8)
- 10) Y. Takiguchi, K. Kinoshita, E. Inuzuka, Y. Tsuchiya: “ Development of a sub-picosecond streak camera” , SPIE, Vol.491, pp.46-50 (1984.8)
- 11) Y. Tsuchiya, A. Takeshima, E. Inuzuka, K. Suzuki, M. Koishi, K. Kinoshita: “ Universal streak camera” , SPIE, Vol.491, pp.86-94 (1984.8)
- 12) Y. Tsuchiya, K. Kinoshita, M. Koishi, A. Takeshima, Y. Inagaki: “ A new picosecond synchroscan photometer” , SPIE, Vol.491, pp.224-229 (1984.8)
- 13) K. Kinoshita, H. Ito, Y. Inagaki, T. Nakamura, T. Takeshita, K. Oba: “ Large photocathode streak tube” , SPIE, Vol.569, pp.173-180 (1985.8)
- 14) Y. Tsuchiya, H. Suzuki, M. Koishi, K. Kinoshita, T. Nakamura: “ Infrared sensitive universal streak camera for use in 1.0 to 1.6  $\mu$  m wavelength region” , SPIE, Vol. 569, pp. 181-188 (1985.8)

- 15) K. Kinoshita: “ New picosecond electronic framing camera” , SPIE, Vol. 569, pp. 2-8 (1985. 8)
- 16) 木下勝之、木下正雄、鈴木義二: “ 2次元微弱光検出管” , テレビ誌, 40, 12, pp. 1232-1238 (1986. 12)
- 17) 滝口義浩、土屋裕、木下勝之: “ フェムト秒ストリークカメラの構造とその動作特性” , 応用物理 第55巻 第5号, pp. 515-522 (1986. 5)
- 18) 加藤隆仁、木下勝之、鈴木義二: “ イメージ管用静電レンズ” , テレビ誌, 40, 5, pp. 386-391 (1986. 5)
- 19) Y. Tsuchiya, M. Koishi, M. Miwa, T. Kurisaki, M. Watanabe, K. Kinoshita: “Two-dimensional sweeps expanding capability and application of streak cameras” , SPIE, Vol. 693, pp. 125-133 (1986. 8)
- 20) T. Urakami, Y. Takiguchi, K. Kinoshita: “ Characterization of photon-counting streak camera” , SPIE, Vol. 693, pp. 98-104 (1986. 8)
- 21) K. Kinoshita, Y. Takiguchi, I. Hayashi, Y. Tsuchiya and K. Oba: “ Fundamental studies on 14Mev neutron streak camera” , SPIE, Vol. 693, pp. 111-117 (1986. 8)
- 22) K. Kinoshita, Y. Inagaki, and T. Nakamura: “ Picosecond electronic framing camera” , SPIE, Vol. 693, pp. 2-8 (1986. 8)
- 23) K. Kinoshita, M. Ito and Y. Suzuki: “Femtosecond streak tube” , Rev. Sci. Instrum. 58(6), pp. 932-938 (1987. 6)
- 24) Y. Tsuchiya, M. Koishi, K. Kinoshita: “ Sampling optical oscilloscope” , SPIE, Vol. 832, pp. 228-234 (1987. 8)
- 25) 木下勝之、篠田和憲、鈴木義二: “ 小型シンクロスキャンストリーク管の開発” , 応用物理 第57巻 第5号, pp. 774-783 (1988. 5)
- 26) K. Kinoshita, M. Ito, M. Suyama: “ Analysis of space charge effects in the femtosecond streak tube” , SPIE, Vol. 981, pp. 62-70 (1988. 8)
- 27) M. Suyama and K. Kinoshita: “ Mechanism of intensity dependent output Pulse broadening effect in streak tubes” , SPIE, Vol. 1032, pp. 448-452 (1988. 9)
- 28) K. Kinoshita, M. Ito, and M. Suyama: “ New type femtosecond streak tube” , SPIE, Vol. 1032, pp. 441-447 (1988. 9)
- 29) Y. Inagaki, K. Kinoshita, K. Oba, Y. Tsuchiya: “ Crosstalk of the streak camera” , SPIE, Vol. 981, pp. 55-61 (1988. 8)
- 30) K. Kinoshita, Y. Inagaki, T. Nakamura, A. Takahashi, M. Koishi: “ Gated microchannel plate framing camera” , SPIE, Vol. 1155, pp. 422-429 (1989. 8)
- 31) K. Kinoshita, M. Suyama, Y. Inagaki, Y. Ishihara, M. Ito: “ Femtosecond streak tube” , SPIE, Vol. 1358, pp. 490-496 (1990. 9)
- 32) M. Suyama, K. Kinoshita, T. Okada, M. Ito: “ Streak tube having ultra-high deflection sensitivity” , SPIE, Vol. 1757, pp. 19-31 (1992. 7)

- 33) K. Kinoshita, M. Suyama, Y. Inagaki, A. Takahashi, M. Nishizawa: “ Femtosecond streak Tube” , SPIE, Vol.1982, pp.180-185 (1993. 5)
- 34) K. Kinoshita, Y. Inagaki, S. Yamabe, A. Takahashi, H. Ito, M. Koishi, H. Mizushima, T. Hayakawa: “ High repetition shutter camera” , SPIE, Vol. 2513, pp. 40-49 (1994. 9)
- 35) K. Kinoshita, Y. Inagaki, Y. Ishihara, S. Abe, M. Nishizawa: “Femtosecond synchroscan streak tube” , SPIE, Vol. 4183, pp. 187-192 (2000. 9)
- 36) Y. Inagaki, T. Takeshita, K. Kinoshita: “ High dynamic range streak tube” , SPIE, Vol. 4183, pp. 249-254 (2000. 9)
- 37) T. Takeshita, K. Suzuki, K. Kinoshita, Y. Inagaki: “ Development of high dynamic range streak camera” , SPIE, Vol. 4183, pp. 255-262 (2000. 9)
- 38) K. Kinoshita, Y. Inagaki, A. Takahashi, H. Itoh: “ Ultra-high speed, high repetition shutter camera” , SPIE, Vol. 4183, pp. 226-232 (2000. 9)
- 39) 木下勝之、稲垣善則、高橋聡、伊藤博康、畑中義式: “ 超高速・高繰り返しシャッターカメラ” , 静岡大学電子科学研究科報告 第 22 号, pp. 33-38 (2001. 1)
- 40) K. Kinoshita, Y. Inagaki, Y. Ishihara, S. Abe, M. Nishizawa: “Femtosecond synchroscan streak tube” , Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 41, pp. 389-392 (2002. 1)

## 2. 本研究に関連する特許目録（登録済みのもの）

### A. 日本

- 1) 第 1222722 号, 木下勝之; “ストリーク管”
- 2) 第 1222723 号, 木下勝之; “ストリーク管”
- 3) 第 1222724 号, 木下勝之; “ストリーク管”
- 4) 第 1381869 号, 木下勝之、土屋裕; “ストリーク管”
- 5) 第 1577740 号, 木下勝之、鈴木義二; “ストリーク管の製造方法”
- 6) 第 1653643 号, 木下勝之; “高速こま撮りカメラ”
- 7) 第 1653652 号, 木下勝之、篠田和憲、杉山優、大庭弘一郎、鈴木義二;  
“シンクロスキャンストリーク装置”
- 8) 第 1653656 号, 木下勝之; “高速電子シャッターカメラ”
- 9) 第 1722637 号, 木下勝之、小石結、土屋裕; “ストリークカメラ装置”
- 10) 第 1781493 号, 木下勝之; “ストリーク装置”
- 11) 第 1787808 号, 木下勝之、加藤隆仁、鈴木義二; “ストリーク装置”
- 12) 第 1787837 号, 木下勝之; “ストリーク管およびストリーク装置”
- 13) 第 1800214 号, 小石結、土屋裕、木下勝之、稲垣善則; “光波形観測装置”
- 14) 第 1808799 号, 大庭弘一郎、木下勝之、林郁夫、山中千代衛、山中正宣、仁木秀明;  
“中性子検出面”
- 15) 第 1863091 号, 宮木末雄、木下勝之; “微弱な映像を撮像する撮像装置”
- 16) 第 1864492 号, 宮木末雄、木下勝之; “微弱な映像を撮像する撮像装置”

- 17) 第 1895756 号, 木下勝之; “ストリーク装置”
- 18) 第 1901683 号, 木下勝之; “高時間分解能電子顕微鏡装置”
- 19) 第 1992482 号, 木下勝之、須山本比呂; “ストリーク管”
- 20) 第 2042461 号, 加藤誠、瀧口義浩、木下勝之; “管内に像切り出し装置を有するストリーク管”
- 21) 第 2112313 号, 木下勝之、 稲垣善則; “マイクロチャンネルプレート内蔵型イメージ管”
- 22) 第 2527735 号, 木下勝之; “ストリーク装置”
- 23) 第 2527736 号, 木下勝之; “サンプリングストリーク装置”
- 24) 第 2553653 号, 木下勝之、 稲垣善則; “ストリーク管”
- 25) 第 2572388 号, 木下勝之; “ストリーク管”
- 26) 第 2749618 号, 木下勝之; “高速こま撮りカメラ”
- 27) 第 2813010 号, 木下勝之; “ストリーク管”
- 28) 第 2817936 号, 木下勝之、須山本比呂、高橋宏典; “進行波型偏向電極”
- 29) 第 2866102 号, 木下勝之; “高速こま撮りカメラ”
- 30) 第 2888535 号, 木下勝之; “高速こま撮りカメラ”
- 31) 第 2948621 号, 木下勝之、 磯部良雄; “ストリーク管”
- 32) 第 3071809 号, 木下勝之; “ストリーク管”
- 33) 第 3122327 号, 新垣実、廣畑徹、山田正美、木下勝之; “光電子放出面の使用方法および電子管の使用方法”
- 34) 第 3152455 号, 岡野達雄、木下勝之、小石結; “荷電粒子のエネルギー分布測定装置”
- 35) 第 3215138 号, 木下勝之、須山本比呂; “遅波構造を有する偏向器”

## B. 米国

- 1) 第 4595375 号, 木下勝之、鈴木義二; “Imaging and streaking tubes, and methods for fabricating the imaging and streaking tubes ”
- 2) 第 4677341 号, 木下勝之、篠田和憲、杉山優、大庭弘一郎、鈴木義二;  
“ Synchronous scan streaking device ”
- 3) 第 4694220 号, 木下勝之; “High-speed frame pick-up camera ”
- 4) 第 4698544 号, 木下勝之、鈴木義二; “Imaging and streaking tubes including a lid for covering an aperture in a wall separating the tube envelope into spaces ”
- 5) 第 4704634 号, 加藤誠、瀧口義浩、木下勝之; “Streak tube having image slitting means for transmitting slit electron images of an object ”
- 6) 第 4733129 号, 木下勝之、土屋裕; “Streak tube ”
- 7) 第 4764674 号, 木下勝之; “High time resolution electron microscope ”
- 8) 第 4801796 号, 木下勝之、小石結、土屋裕; “Streak camera unit with elliptical deflection ”

- 9) 第 4902927 号, 木下勝之 ; “Streak tube”
- 10) 第 4947031 号, 小石結、土屋裕、木下勝之、稲垣善則 ; “Sampling streak tube with accelerating electrode plate having an opening”
- 11) 第 5101100 号, 木下勝之、須山本比呂 ; “Streak camera operable with low deflection voltage”
- 12) 第 5221836 号, 木下勝之 ; “Streak tube having an arrangement for suppressing travel time spread of photoelectrons”
- 13) 第 5719623 号, 木下勝之 ; “Streak tube”
- 14) 第 6002141 号, 新垣実、廣畑徹、山田正美、木下勝之 ; “Method of using Photocathode and method of using ”

#### C. 英国

- 1) 第 2094545 号, 木下勝之、土屋裕 ; “Streak tube”
- 2) 第 2149200 号, 木下勝之、鈴木義二 ; “Imaging and streaking tubes ”
- 3) 第 2157070 号, 木下勝之、篠田和憲、杉山優、大庭弘一郎、鈴木義二 ; “ Synchronous scan streaking device”
- 4) 第 2160013 号, 木下勝之 ; “High-speed camera”
- 5) 第 2175740 号, 加藤誠、瀧口義浩、木下勝之 ; “Streak tube device”
- 6) 第 2186113 号, 木下勝之、小石結、土屋裕 ; “Streak camera unit”
- 7) 第 2205681 号, 木下勝之 ; “Streak tube”
- 8) 第 2226693 号, 小石結、土屋裕、木下勝之、稲垣善則 ; “Optical waveform observing apparatus”
- 9) 第 430718 号, 木下勝之、須山本比呂 ; “A Streak camera”
- 10) 第 474502 号, 木下勝之 ; “Streak tube having an arrangement for suppressing travel time spread of photoelectrons”
- 11) 第 617450 号, 木下勝之 ; “Streak tube”

#### D. その他の国

フランス : 2 件

ドイツ : 3 件

#### 3. 解説、技術ノート等

- 1) 木下勝之、鈴木義二 : “紫外線用イメージコンバーターの現状と展望”, 映像情報 ( I . S ) 29-35 (1978, 2)
- 2) 木下勝之、水島廣 : “超高感度撮像技術”, テレビ誌, 42, 8, 794-799 (1988)
- 3) 久米英浩、木下勝之、玉井尚登、山崎巖 : “光工学と分光学 第 1 1 講 時間分解分光計測のための超高速光検出器”, 分光研究 第 38 卷 第 5 号, 391-407 (1989)

- 4) 木下勝之：“超高感度撮像デバイス”，テレビジョン画像情報工学ハンドブック，5章不可視画像の撮像デバイス，169-170(1990)
- 5) 木下勝之：“超高速撮像デバイス”，テレビジョン画像情報工学ハンドブック，5章不可視画像の撮像デバイス，170-171(1990)
- 6) 木下勝之：“微弱光カメラ”，テレビ誌，46，5，550-554(1992)
- 7) 木下勝之：“X線透過型光電面検出器”，応用物理，第62巻，第7号，720-721(1993)
- 8) 木下勝之，高橋聡：“フェムト秒ストリークカメラ”，O plus E，No. 177, 87-93(1994)
- 9) 木下勝之，杉山優：“X線顕微鏡”，O plus E，No. 175, 75-81(1994)
- 10) 木下勝之，奥村和明：“X線撮像技術”，映像情報メディア学会誌，51、2、162-167(1997)