

修士論文

CNOサイクル太陽ニュートリノ観測のための
デッドタイムフリー電子回路の開発

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

竹本 康浩

平成20年

概要

KamLAND 実験は太陽ニュートリノの中でも、高フラックス、低理論不確定性の ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの観測のため、低エネルギー領域でのバックグラウンド低下を目指し液体シンチレータの純化を行っている。一方この低エネルギー領域において複数の重要な太陽ニュートリノがある。これらは、太陽活動を維持する2つの核融合連鎖反応のうち的一方である pp チェインの最初の反応で生じる pep ニュートリノともう一方の核融合連鎖反応である CNO サイクルから発生する CNO サイクルニュートリノである。CNO サイクルニュートリノはこれまで直接観測されたことはないが、そのフラックス観測は大きな可能性を持つ。まず、CNO サイクルと pp チェインの現在の比率は 1.5 対 98.5 [%] と考えられているが、この値は太陽のモデル化理論、標準太陽模型より計算される。CNO サイクルニュートリノのフラックス観測はこれまで観測された複数の pp チェインニュートリノのフラックスと比較することにより、標準太陽模型の検証をしよう。また、2005 年に太陽表面の元素組成が更新され、それまでの GS98 から AGS05 に変わったことで、太陽表面の金属組成比率が低下し、この結果として、これまで標準太陽模型と良い一致を見せていた日震学と標準太陽模型に齟齬が生じた問題、太陽組成問題がある。この問題に対して CNO サイクルニュートリノが最も感度があるため、問題の解決の鍵となりうる。

しかしながら、KamLAND 実験では、液体シンチレータが十分に純化されても CNO サイクルニュートリノを観測することはできない。その原因は高エネルギー宇宙線が液体シンチレータの ${}^{12}\text{C}$ を破碎し、その結果できる放射性不安定核である ${}^{11}\text{C}$ の崩壊が CNO サイクルニュートリノ観測に対するバックグラウンドとなっているからである。この問題の対策としては、 ${}^{11}\text{C}$ と同時に生成され、直後に陽子に吸収される中性子の信号と、 ${}^{11}\text{C}$ の崩壊信号の発生位置相関から解析的にバックグラウンドを取り去る ${}^{11}\text{C}$ タギングという手法が提案され、KamLAND においてもその有効性が確かめられた。但しこの場合は先発信号である宇宙線の大信号の後に短時間に高頻度で発生する微小信号を全て取得する必要があるが、現在の KamLAND のエレクトロニクスでは全ての取得が出来ない。これは二つの原因があり、一つは A/D 変換を行う間の新しい波形が記録できないという問題と、高エネルギー宇宙線自体が作る大信号が光電子増倍管の信号ベースラインを浮き上がらせ、その後一定時間の信号取得を難しくあるいは不可能にする問題に起因する。このため、 ${}^{11}\text{C}$ タギングを実行し、CNO サイクルニュートリノを観測するためには、A/D 変換におけるデッドタイムをなくすことと、光電子増倍管の乱された信号ベースラインを電子回路により安定化させることが必要となる。

私はこれに対する対策として独自に2つの回路を考案した。高頻度信号の全記録に対しては Flash 型 ADC と大容量バッファによる不感時間をなくしたエレクトロニクスを考案し、ベースラインの安定化に対しては、ベースラインの乱れが信号に対して非常に低い周波数であることから、理想ダイオード回路、低周波通過回路と減算回路の組み合わせによる非対称高周波通過回路を考案した。これらにより CNO サイクルニュートリノ測定を可能とすることをシミュレーションにより確認した上で、実際のエレクトロニクス開発を行ってきた。ここに開発を終えたエレクトロニクスの開発過程及び性能評価に関して報告を行う。

目次

第1章 序章	1
第2章 太陽ニュートリノ	3
2.1 標準太陽模型	3
2.1.1 恒星進化過程 [2]	3
2.1.2 標準太陽模型 [1][3]	5
2.1.3 核融合連鎖と太陽ニュートリノ	6
2.2 ニュートリノ実験の歴史	9
2.3 太陽ニュートリノの物理	15
2.3.1 真空中のニュートリノ振動	16
2.4 太陽化学組成問題と日震学	17
2.5 CNO サイクルニュートリノ観測の意義	19
第3章 KamLAND	20
3.1 検出原理	20
3.1.1 反電子ニュートリノ検出原理	20
3.1.2 電子ニュートリノ検出原理	21
3.1.3 ニュートリノと電子の弾性散乱の断面積	22
3.2 KamLAND 実験装置	23
3.2.1 検出器の構造	24
3.3 液体シンチレータ：LS	25
3.4 データ収集エレクトロニクス	26
3.4.1 光電子増倍管：PMT	26
3.4.2 KamFEE	30
3.4.3 トリガ回路	32
3.5 キャリブレーションと精度	33
3.5.1 タイミングキャリブレーション	33
3.5.2 ゲインキャリブレーション	34
3.5.3 エネルギーキャリブレーション	35
3.5.4 ヴァーテックスキャリブレーション	35
3.5.5 精度	35
3.6 放射性不純物の除去	35
3.6.1 初期純化	36
3.6.2 第二純化：蒸留	37

3.7	CNO ニュートリノ観測のための ^{11}C タギング	40
3.7.1	デッドタイムフリーエレクトロニクスと ^{11}C タギング	41
3.8	信号波形特性と信号頻度	43
3.8.1	ノイズレート	43
3.8.2	1p.e. イベント	44
3.8.3	ミューオンイベント	44
第4章	新電子回路のデザイン	48
4.1	要求されるエレクトロニクス特性	48
4.2	信号デジタル変換機能のデザイン	49
4.2.1	FADC	49
4.3	データ収集系のデザイン	51
4.3.1	Front-End FPGA	52
4.3.2	System FPGA	55
4.3.3	User FPGA	56
4.4	アナログ回路への要請	56
第5章	新電子回路アナログの開発	58
5.1	信号分岐およびベースライン安定化回路 (BLR) 開発	58
5.1.1	基幹アイデア	58
5.1.2	理想回路シミュレーション	62
5.1.3	実回路シミュレーション	66
5.2	新電子回路 MoGURA のアナログ信号処理回路の開発	72
5.2.1	基幹アイデア	73
第6章	回路特性評価	79
6.1	評価システム	81
6.1.1	キャリブレーション	82
6.2	アナログ回路諸特性	85
6.2.1	ノイズレベル特性	85
6.2.2	ノイズレート特性	88
6.2.3	周波数応答特性	91
6.2.4	ゲインリニアリティ特性	94
6.3	小信号取得特性	97
6.4	ベースライン安定化特性	97
6.4.1	トレードオフ	98
6.5	デッドタイムフリー性能	100
第7章	結論	102
7.1	エレクトロニクスの性能	102
7.2	CNO サイクルニュートリノ観測の展望	102

目 次

2.1	HR 図. 図中オレンジ色の線が太陽の進化過程.	4
2.2	pp チェイン核融合連鎖	7
2.3	CNO サイクル核融合連鎖	7
2.4	pp チェインと CNO サイクルのエネルギー生成率の温度相関	8
2.5	Homestake 実験の観測値と SSM の予測値との関係	10
2.6	SNO 実験におけるニュートリノフラックスと SSM,SK のニュートリノフラックス	13
2.7	BS05(OP)SSM と各種太陽ニュートリノ実験のニュートリノフラックスの比較	14
2.8	種々の太陽ニュートリノ実験の実験装置	14
2.9	BS05(OP)SSM における太陽ニュートリノエネルギースペクトル	15
2.10	太陽内部の音速 c と密度 ρ の SSM と MDI の差	17
3.1	電子型反ニュートリノの反応過程	21
3.2	ニュートリノの反応過程	22
3.3	荷電カレント反応 (左) と中性カレント反応 (右) のファインマンダイアグラム	23
3.4	KamLAND エリアの全体図	24
3.5	KamLAND 検出器の内部構造	25
3.6	液体シンチレータの構成	26
3.7	KamLAND の PMT	27
3.8	KamLAND の 17 インチ PMT, R7250 のブリーダ回路	27
3.9	R7250 のブリーダ回路出力段の信号周波数帯域での等価回路	28
3.10	17 インチ PMT, R7250 のブリーダ回路出力段の等価回路の周波数応答特性	29
3.11	R7250 のブリーダ回路出力段の等価回路に 50000 [pC] を入射したときの信号のシミュレーション	30
3.12	KamLANDFront-EndElectronics(FEE) ダイアグラム	31
3.13	KamLAND Front-EndElectronics(FEE)	32
3.14	KamLAND のデータ収集系	33
3.15	1p.e. 信号のタイミングキャリブレーション. キャリブレーション前 (左) と後 (右)	34
3.16	17 および 20 インチ PMT における 1p.e. 信号のゲインキャリブレーションの結果	34
3.17	KamLAND の第一純化装置	36
3.18	蒸留開始前の 2 [MeV] 以下でのエネルギースペクトル	37
3.19	^{238}U 崩壊系列の ^{210}Po と ^{210}Bi の反応	38
3.20	KamLAND の第二純化装置	38
3.21	蒸留後の予測スペクトル	40
3.22	^{11}C タギングの手法	43

3.23	PMT のシングルレート (左) とトリガが掛かったイベントのレート (右).	44
3.24	典型的 1 光電子信号 (左) と 1 光電子信号平均信号 (右)	44
3.25	1p.e. 信号の周波数特性	45
3.26	典型的ミュオン信号 (左) とミュオン信号後ベースライン変動波形 (右)	45
3.27	1PMT に入射する大電荷信号における信号波高	46
3.28	信号振幅 $\sim V$ サイズのミュオン信号の周波数特性	46
4.1	ボード基本デザイン	49
4.2	2bit FADC の基本ダイアグラム	50
4.3	Front-End FPGA 機能ブロック図	52
4.4	信号波形の記録方法の例	53
4.5	Acquire Hit ステートマシーン	54
4.6	FEF 性能シミュレーション	55
4.7	System FPGA 機能ブロック図	56
4.8	デジタル部を決定したボードのデザイン	57
5.1	BLR 回路:理想素子シミュレーション回路	59
5.2	BLR 回路:理想素子シミュレーション回路:理想ダイオード回路	60
5.3	BLR 回路:理想素子シミュレーション回路:LPF 回路	60
5.4	BLR 回路:理想素子シミュレーション回路:減算回路	61
5.5	BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:全体像 $\sim 10 [\mu\text{sec}]$:入力 (黄緑), 出力 (赤)	63
5.6	BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:大信号通過前の小信号:入力 (黄緑), 出力 (赤)	63
5.7	BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:大信号:入力 (黄緑), 出力 (赤)	63
5.8	BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:大信号後のオーバーシュート:入力 (黄緑), 出力 (赤)	64
5.9	BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:オーバーシュート上の小信号:入力 (黄緑), 出力 (赤)	64
5.10	BLR 回路:理想素子回路変更案:OP アンプの飽和の防止:D2, R11 が追加された理想ダイオード回路部	65
5.11	BLR 回路:理想素子回路変更案:全体像 (編みかけ部分が変更点)	66
5.12	BLR 回路:実素子シミュレーション回路	68
5.13	BLR 回路:実素子シミュレーション結果:小信号波形	69
5.14	BLR 回路:実素子シミュレーション結果:小信号後のオーバーシュート波形	69
5.15	BLR 回路:実素子シミュレーション結果:大信号波形 (左) と 0 [V] 付近の拡大 (右)	70
5.16	BLR 回路:実素子シミュレーション結果:大信号後のオーバーシュートと回復特性	70
5.17	BLR 回路:実素子シミュレーション結果:大信号後のオーバーシュート上の小信号	71
5.18	アナログ基本デザイン	72
5.19	2ch 1GSPS FADC における入力信号波高とクロストーク波高の関係	75
5.20	MoGURA アナログ回路:実素子シミュレーション回路	77
5.21	MoGURA アナログ回路:実素子シミュレーション回路の詳細	78

6.1	MoGURA 基板の全容	79
6.2	MoGURA 基板のアナログ拡大図	79
6.3	BLR 基板の全容	80
6.4	BLR 基板の拡大図	80
6.5	自動測定システムの全容	82
6.6	自動測定システムにおけるデータの流れ	83
6.7	自動キャリブレーションシステムにおける 1p.e. 信号相似波形のキャリブレーション	84
6.8	自動キャリブレーションシステムにおけるサイン波形のキャリブレーション	84
6.9	MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 のノイズレベル (無信号時波形値) のヒストグラム	85
6.10	MoGURA ボード 0x02 番, 全チャンネルのノイズレベルの分布	86
6.11	BLR ボード 01 番, チャンネル 12 の出力を MoGURA ボード 0x02 番, チャンネル 0 につないだ時のノイズレベル	87
6.12	MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 のノイズヒットレート	88
6.13	MoGURA ボード 0x02 番, 全チャンネルのノイズヒットレートの分布	89
6.14	BLR ボード 01 番, チャンネル 12 の出力を MoGURA ボード 0x02 番, チャンネル 0 につないだ時のノイズヒットレート	90
6.15	MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 の周波数特性	91
6.16	MoGURA ボード 0x02 番, 全チャンネルの周波数特性の分布	92
6.17	BLR ボード 01 番, チャンネル 12 の出力を MoGURA ボード 0x02 番, チャンネル 0 につないだ時の周波数応答特性	93
6.18	MoGURA 単体の周波数応答特性と BLR+MoGURA での周波数応答特性から求めた BLR 単体での周波数応答特性	93
6.19	MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 の周波数特性	94
6.20	MoGURA ボード 0x02 番, 全チャンネルのゲインリニアリティの分布	95
6.21	BLR ボード 01 番, チャンネル 12 の出力を MoGURA ボード 0x02 番, チャンネル 0 につないだ時のゲインリニアリティ特性	95
6.22	MoGURA 単体のゲインリニアリティ特性と BLR+MoGURA でのゲインリニアリティ特性から求めた BLR 単体でのゲインリニアリティ特性	96
6.23	1p.e. 信号の MoGURA とオシロスコープとの取得比較	97
6.24	オーバーシュート安定化特性	98
6.25	BLR の作るオーバーシュートの高さと時間の入力信号に対する相関	99
6.26	P ゲインチャンネルにおける KamLAND の信号レートと閾値の関係	99
6.27	MoGURA で取得した疑似ミューオン信号後の中性子捕獲	100
6.28	MoGURA で取得した疑似ミューオン信号後の中性子捕獲事象に対する波形	101

表 目 次

2.1	太陽ニュートリノの生成反応とニュートリノのエネルギー	8
2.2	クォークとレプトン	15
2.3	太陽のパラメタのSSMと日震学における値の比較	18
2.4	最新のSSMでのニュートリノフラックスと放射化学実験における予測値	18
2.5	SSM自体のニュートリノフラックスの不定性	18
3.1	CNOニュートリノにおける最大エネルギー	22
3.2	R7250, 17インチPMTの回路定数	28
3.3	エネルギーキャリブレーションの結果	35
3.4	蒸留棟ごとの運用設定	39
3.5	KamLANDにおける宇宙線ミューオンの原子核破碎により生成される不安定核 . .	41
3.6	KamLANDにおける ^{11}C の生成反応	42
3.7	太陽ニュートリノ観測検出器でのミュー粒子のフラックス, 平均エネルギー, 中性 子捕獲イベント発生レート(N), 予測 ^{11}C 生成レート(P)	42
4.1	FADCのゲインごとの仕様	51
4.2	波形(データ)記録方法	53
5.1	シミュレーションに用いた波形	62
6.1	テスト項目とその目的, 使用する信号のまとめ	81

第1章 序章

20世紀前半までの恒星物理は、多岐にわたる光学観測と理論の発展に支えられた。中でも太陽を観測することは次の2点において重要である。まず、太陽は我々に近いがゆえに豊富で精密な観測結果が得られるからである。次に恒星の種別においてほとんどの恒星が属する主系列星に太陽も含まれ、したがって太陽物理の理解が恒星物理一般に波及するからである。これまで行われてきた観測対象としては、太陽の質量や大きさのほかに、太陽中心部で行われ、太陽活動を維持する核融合反応の残滓であるルミノシティや表面化学組成がある。このような太陽観測の結果と太陽がいくつかの平衡状態にあるという仮定において、標準太陽模型と呼ばれる太陽物理のモデルが作られた。

20世紀後半にいたり、光学観測で測定できなかった、太陽中心部の直接測定を可能とした物理実験が行われるようになった。それが太陽ニュートリノ観測実験である。太陽ニュートリノは太陽内部の核融合反応によって生じ、ほとんど反応することなく太陽表面に到達し、宇宙へ放たれる。初期の観測は ^{37}Cl や ^{71}Ga がニュートリノ反応により ^{38}Ar や ^{72}Ge に変化する反応を捕らえる放射化学の手法を用いた。この手法により、太陽ニュートリノフラックスの観測量が標準太陽模型で予想される太陽ニュートリノフラックスより有意に小さいという太陽ニュートリノ問題を提起した。ついで電子ニュートリノが水中の電子と弾性散乱し、加速された電子によるチェレンコフ光を観測する実験が行われた。この実験の結果でもフラックスの減少が見られ、太陽ニュートリノ問題が実際に起こっていることを確認した。太陽ニュートリノ問題自体は後の実験でニュートリノ振動が解であるとして解決されたが、これらの実験はその実験目的の性格上、太陽ニュートリノに関して観測できる物理に限られた。放射化学の手法においては、得られるものは反応数のみであり、反応閾値以外に反応したニュートリノを識別する方法がなかった。水チェレンコフの手法においてはその反応閾値の高さゆえに測定できた太陽ニュートリノは ^8B ニュートリノのみであった。核融合には2つの連鎖反応があり、それぞれppチェーン、CNOサイクルと呼ばれており、それぞれ98.5 [%], 1.5 [%]の割合であると考えられている。 ^8B ニュートリノは支配的な連鎖反応であるppチェーンに属するものの、その分岐のうちのわずか0.02 [%]の分岐でしか発生せず、理論不定性も大きかったため、ppチェーン及び核融合反応全体を検証するには不十分であったのである。

したがってこれより後の実験では理論不定性が小さく、フラックスがより大きい太陽ニュートリノの観測が目標とされた。太陽ニュートリノはその99.9 [%]以上が2 [MeV]以下のエネルギーであるので、多くの実験はより低エネルギーでのニュートリノ観測を目指した。また、その方法としては水チェレンコフ実験と同様に到着時間やエネルギースペクトルが観測できるリアルタイム観測が中心となった。中でも液体シンチレータを用いた実験は低エネルギーに感度があり、またリアルタイム観測が可能で太陽ニュートリノ実験に適している。我々の液体シンチレータはその主要元素である炭素自体の同位体 ^{14}C の崩壊によるバックグラウンドノイズ事象で0.25 [MeV]以下ではニュートリノ事象は観測できないので、0.25 [MeV]から2 [MeV]の範囲の太陽ニュートリノ事象が観測の対象となった。私が実験を行うKamLAND実験やイタリアのBorexino実験ではこの液体シンチレータを用いた太陽ニュートリノ観測を目指してきた。Borexino実験はバックグラウン

ドノイズ事象頻度の低さからいち早く ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ観測に成功した。 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ自体も理論不定性は大きい、太陽ニュートリノフラックスの 14 [%] を占め、標準太陽模型の検証において重要である。このエネルギー領域における残る太陽ニュートリノは pp チェインニュートリノの pep ニュートリノと CNO サイクルニュートリノであり、双方ともこれまで直接観測はされてこなかった。

本研究において、CNO サイクルニュートリノ観測を目指す理由として次の 2 点が挙げられる。まず、CNO サイクル核融合連鎖は温度依存性が高く、現在の CNO サイクルニュートリノのフラックスを決定している標準太陽模型の検証がこのニュートリノの精密測定により行えることが 1 点目である。次に、近年解析された太陽表面の元素組成比率 (AGS05) が過去のそれ (GS98) に対して変わったことにより、それらを入力とする標準太陽模型もいくつかの点で大きく変化した問題がある。太陽表面に現れる振動モードを解析することによって太陽内部構造を研究する学問として日震学があるが、日震学による太陽物理のパラメータは GS98 による標準太陽模型と良い一致を見せていたが AGS05 の標準太陽模型とは有意な差が生じた。この問題を太陽組成問題と呼び、この問題に対して最も高い感度があるのが CNO サイクルニュートリノである。したがって CNO サイクルニュートリノ観測がこの問題の解決の鍵を与えることができる。これが 2 点目の理由である。

その重要性に関わらず CNO サイクルニュートリノが観測されてこなかった原因はバックグラウンドノイズ事象である。バックグラウンドノイズ事象の原因の一つは液体シンチレータ内部の放射性不純物の崩壊反応であり、KamLAND においても ${}^7\text{Be}$ ニュートリノ測定に向けて放射性不純物の除去を行っているが、依然として CNO サイクルニュートリノの観測を行うことはできない。その原因は高エネルギー宇宙線の通過による原子核破碎事象により発生した放射性元素 ${}^{11}\text{C}$ の長い寿命の後の崩壊反応が CNO サイクルニュートリノ事象のバックグラウンドノイズ事象となっているからである。両者を区別するためには宇宙線通過直後に ${}^{11}\text{C}$ とともに発生し直後に反応する中性子の事象位置と後に生じる ${}^{11}\text{C}$ 自身の事象位置を比較し効果的に ${}^{11}\text{C}$ 事象を取り除く必要がある。これを達成するには、高エネルギー宇宙線通過直後に高頻度で発生する小信号を全て記録し、かつそのために宇宙線自体によって乱されたベースラインを安定化する必要があるが、これまでのエレクトロニクスではこれらを達成することは不可能であった。

私はこれに対する対策として独自に 2 つの回路を考案した。ひとつはすべての信号を不感時間なく取得することのできる電子回路であり、ひとつはベースライン安定化に特化した回路である。これにより CNO サイクルニュートリノ測定を可能とすることをシミュレーションにより確認した上で、実際のエレクトロニクス開発を行ってきた。ここに開発に成功したエレクトロニクスの開発過程及び性能評価に関して報告を行う。

この論文においては、第 2 章において、関連する太陽ニュートリノについて説明する。次に第 3 章においては、KamLAND 実験装置とその実験原理、CNO サイクル太陽ニュートリノ観測に対する問題点と本研究に対する要請について説明する。第 4 章においては新しく開発するエレクトロニクスの全体デザインについて説明する。第 5 章においては第 3 章における問題点の解決方法である、独自に開発したアナログ回路の開発とシミュレーションに関して報告を行う。第 6 章においては開発が完了したエレクトロニクスの性能評価について報告する。

第2章 太陽ニュートリノ

2.1 標準太陽模型

太陽は我々に最も近い恒星であり、多岐に渡る精度の高い情報を与えてくれる。我々が恒星を理解しようとする上で、太陽の理解に努めることは適切であるし、一方で太陽を理解する上で恒星全般がどのような性質を持ち、太陽がその中でどこにいるのかを把握することも重要である。このような関係性において、これまでの観測データと理論から太陽活動のモデルが作られている。それが標準太陽模型 (Standard Solar Model, SSM) である。

2.1.1 恒星進化過程 [2]

まず、SSM を作り上げるためには、恒星進化の理論が必須である。

恒星が生まれる場所は、星間物質のやや濃度の高い場所、星間雲においてさらに密度が高く水素が分子として存在する領域、分子雲 (Molecular Cloud) である。このような領域が衝撃波などの要因により圧力と重力のバランスを崩し、集まり始めることが恒星の進化の最初の段階である。集まり始めた星間物質は中心に高密度の核を形成しその中では圧力による斥力と重力が一致し、力学的平衡状態になる。一方その外側は重力ポテンシャルによりさらに周囲の星間物質が引きつける。

引き寄せられた星間物質の運動エネルギーと中心核の重力収縮による重力エネルギーの開放により、中心核は高熱になっていく。この重力収縮においては、重力エネルギーの一部は体積が小さくなったために強くなった重力を支えるためのエネルギー、具体的には圧力のもととなる熱運動のエネルギーとして消費される。このような重力収縮によるエネルギーの放出と温度上昇という現象は星の進化の過程で幾度も見られる。中心核での温度が上がるにつれて、およそ 2×10^3 [K] で水素分子が水素原子に変わり、次いで 1×10^4 [K] で水素原子が電離して水素原子核と電子のプラズマとなる。さらに、およそ 2×10^4 [K] でヘリウムが電離し、中心核が通常の恒星と同じ構成になる。この期間での中心核内部での熱輸送は対流による。さらに温度が上昇し、中心核が 1×10^7 [K] に達すると、水素の核融合が始まり、そこから発生するエネルギーが力学平衡に必要な圧力勾配を維持するに足るようになると、中心核の重力収縮のによるエネルギー生成の必要がなくなり、重力収縮が止まり、恒星は主系列と呼ばれる状態に入る。ここまでの恒星の進化に要する時間は恒星が主系列にいる時間の 1 [%] 程度であり、太陽の質量においては 5000 万年程度である。

主系列にいる間に恒星から放出されるエネルギーは中心核における核融合により発生するエネルギーに相当する。ただし、生じる核融合と恒星の熱輸送構造は太陽程度の軽質量の恒星とより重い恒星とで大きく異なる。軽質量の恒星においては中心温度は比較的低く、そこで生じる核融合反応は pp チェイン反応が主たる物であり、その熱輸送は放射による。一方、中大質量星における核融合反応は CNO サイクル反応が主たる物であり、その熱輸送は対流による。pp チェインか CNO サイクルかを分けるのは中心部の温度である。pp チェインと CNO サイクルに関する詳細は次節

で述べる。一方の熱輸送を決定するものは恒星の温度勾配である。温度勾配が比較的緩やかな時、熱輸送は放射によって行われる。温度勾配が強いほど、また光子の平均自由行程が長いほど、放射によるエネルギー輸送が増加する。ガス密度が薄いほど、またガスによる光子の吸収率 (radiative opacity) が低いほど、光子の平均自由行程は長くなる。一方温度勾配が断熱温度勾配より大きくなると、熱輸送は放射では不足し、温度の異なるガスの塊が移動する対流が優勢となる (Schwarzschild Criterion)。放射が優勢な中心核における pp チェイン反応は温度依存がそれほど高くなく、中心部分での核融合反応率が高いもののその外側でも一定の核融合が起っており、温度勾配はあまり大きくならない。一方、CNO サイクルによる核融合は温度依存が高く、中心核中心部でほとんどの核融合が起るため、中心核内での温度勾配が高くなり、対流が生じる。

このような核融合と熱輸送機構の関係により、軽質量星では中心核中心で水素が消費され尽くした段階で中心部分にヘリウムのコアができるが、その外縁殻に残った水素の核融合が続く、水素殻燃焼段階と呼ばれる段階に進む。ここで恒星は主系列から離れる。一方の中大質量星においては対流により、中心殻内で同時に水素が尽き、ヘリウムコアの外部で水素が燃え始めるまでコアの重力収縮が行われ、この段階で主系列から離れる。

この後、軽質量星は外殻の水素核融合による中心部の質量の増加、温度上昇、更なる核融合の頻度上昇を受けて、星全体が膨張し、巨星 (Giant) と呼ばれる段階へ進化する。一方中心部では更なる温度上昇によりヘリウムの核融合が始まる。ヘリウムの核融合が終了してしまうと、中心部は収縮を始め、明るさを増していくが、やがて脈動星となり外層を放出し、惑星状星雲 (Planetary Nebula) を形成し最終的に白色矮星 (White Dwarf) となる。質量が太陽の数倍以上ある星では主系列の後にヘリウムの核融合やさらには炭素や酸素の核融合が起り、鉄の中心核ができる。最終的には超新星爆発を起こして中性子星やブラックホールとなる。

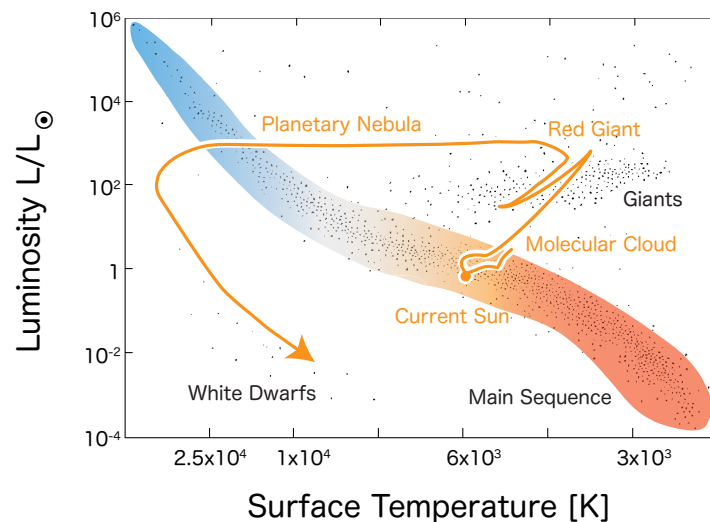


図 2.1: HR 図. 図中オレンジ色の線が太陽の進化過程.

このような進化理論に対して、観測された恒星の分布を表したグラフ、HR 図 (Hertzsprung-Russell Diagram) がある。このグラフはいくつかのバリエーションを持つが、通常横軸は色指数であり、実効温度でも書かれる。横軸の右側に行くほど色が赤く、温度が低くなる。縦軸は絶対等級あるいは

はルミノシティを表し、上に行くほど等級が小さく、明るくなる。このようなグラフにおいて主系列星は左上から左下に明確な帯を作る。一方星の最終段階の短時間しか存在しない巨星群は右上（表面温度は低いが明るい）に集まり、白色矮星群は左下（表面温度は高いが暗い）に集まる。恒星進化理論や天文の観測は常にこの種のグラフを参考に行っている。図上、現在の太陽は表面温度 6×10^3 [K]、ルミノシティ 1 にあり、主系列星であり、かつ中間的な表面温度や光度をしている。このような太陽は平均的な軽質量星を理解し、進化理論を検証するための良いモデルである。

2.1.2 標準太陽模型 [1][3]

標準太陽模型は最も成功した太陽のモデル化シミュレーションである。誕生直後の太陽を開始点として前節の恒星進化理論をもとに5つの方程式と仮定を置いて一定時間ごとの核融合の状況等をシミュレートし、最終的に現在の太陽の観測量において制限される。まず、最初の仮定として、太陽は誕生時に完全に一樣な元素分布を持つとする。次に時間をおって進化を計算していく上で次の方程式を当てはめる。

1. 質量保存則

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (2.1)$$

2. 力学平衡（静圧平衡）

$$\frac{dP}{dm} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad (2.2)$$

3. エネルギー保存則

$$\frac{dL(r)}{dm} = \epsilon_{\text{nuclear}} - \epsilon_{\nu} - \epsilon_g \quad (2.3)$$

4. エネルギー輸送方程式

$$\frac{dT}{dm} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla \quad (2.4)$$

5. 元素比率遷移方程式

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{m_i}{\rho} \left[\sum_j r_{ji} - \sum_k r_{ik} \right] \quad (2.5)$$

1 式においては $m(r)$ は半径 r の球体内の質量であり、 $\rho(r)$ は半径 r での密度である。半径 r は星の進化によって変わるが、質量 $m(r)$ は太陽の場合、主系列の間に 0.01 [%] も失われないので、 m を独立の変数と見て

$$\frac{dr}{dm} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho(r)} \quad (2.6)$$

と書くことが通常である。2式は,

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{Gm(r)\rho(r)}{r^2} \quad (2.7)$$

を書き直したものである。2式自体は重力と圧力の平衡を示す式であり、これが有意に破られた場合、太陽は1時間と経たずに壊れてしまうため、この式は非常に良い精度を持つ。

3式において、 $L(r)$ は半径 r の球面を通過するエネルギーである。ここで $\epsilon_{\text{nuclear}}$ は単位質量単位時間あたりに核融合により発生するエネルギー、 ϵ_ν はニュートリノにより、従って全く反応せずに持ち出されるエネルギー、 ϵ_g は太陽の膨張により消費される（または、収縮により開放される）重力エネルギーである。

4式において、 ∇ は温度勾配を表す無次元量で、 $\nabla = d \ln T / d \ln P$ である。放射領域においては

$$\nabla = \nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{64\pi\sigma G} \frac{\kappa L P}{m T^4} \quad (2.8)$$

と簡単に表せる。ただし、 σ はステファンボルツマン係数で、 κ は放射オパシティである。対流領域における ∇ は断熱 (adiabatic) 温度勾配であるので、 S をエントロピーとして

$$\nabla = \nabla_{\text{ad}} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_S \quad (2.9)$$

である。ただし、実際の対流あるいは乱流の時間スケールは太陽モデルのシミュレーション時間間隔 1×10^6 [year] と比較して非常に短く、実際に解くべきナビエストークス方程式の結果を得ることは難しい。このため、実際のシミュレーションにおいては混合距離理論 (Mixing Length Theory) を用い、混合距離を示すフリーパラメタ α を導入している。

上記1~4式が構造を決定する方程式であるのに対して、第5式は、核融合反応によって元素比率がどのように変わっていくかを示す。 X_i は i 番目のアイソトープの比率で、 r_{ji} は i 番目のアイソトープの j 番目のアイソトープからの生成率、 r_{ik} は i 番目のアイソトープの k 番目のアイソトープへの壊変率である。

シミュレーションにおいてはある時間 t における X_i を求めるために1~4式が解かれ、時間を進めて、5式により新たな X_i が求められ、また続いて1~4式が解かれる。

さらにこれらに次の4つの境界条件が加わり、解が求められる。

- 半径：中心において 0
- ルミノシティ：中心において 0
- 温度：表面における観測値
- 圧力：表面における観測値

2.1.3 核融合連鎖と太陽ニュートリノ

前節で述べたように恒星内部では二つの核融合の連鎖が起っていると考えられる。その一つが2つの陽子の核融合に始まり、最終的に1つのヘリウム原子核を作り出す過程、pp チェインである。

もう一方は重い元素 C, N, O, (F) が次々に 4 つの陽子と核融合反応を行い 1 つのヘリウム原子核を作り出す過程, CNO サイクルである. いずれの反応連鎖も

$$4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + \nu_e + 26.73 \text{ [MeV]} - E_\nu \quad (2.10)$$

によって表せる. ここで生じるニュートリノは太陽ニュートリノと呼ばれ, その貫通力の高さからほとんど反応することなく, 太陽の外へエネルギーを持ち出す.

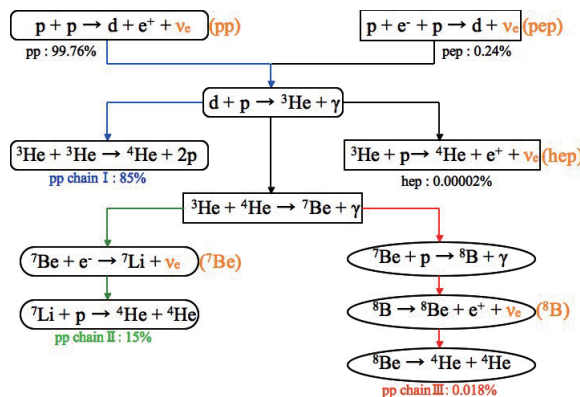


図 2.2: pp チェイン核融合連鎖

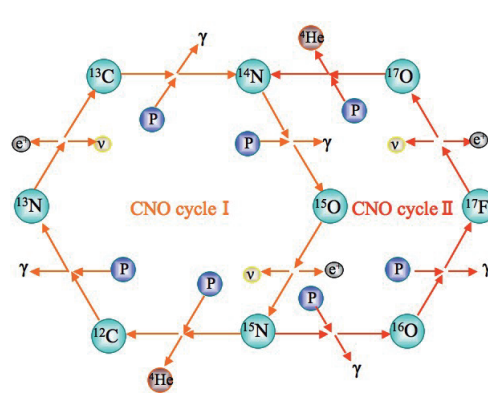


図 2.3: CNO サイクル核融合連鎖

pp チェイン核融合連鎖は前述の通り 2 個の陽子が重陽子と陽電子および電子ニュートリノに変化することによって始まる. そもそも太陽の中心温度では pp チェイン連鎖が優勢であることと, pp チェインのほぼすべてがこの反応で始まるため, この太陽電子ニュートリノ, pp ニュートリノは太陽ニュートリノのなかで最大のフラックスを持つ. この反応の終状態は 3 体であるため, ニュートリノは連続エネルギーを持つ. 一方 pp チェイン連鎖はもう一つの開始反応があり, こちらは 2 個の陽子と電子が重陽子と電子ニュートリノ, pep ニュートリノに変化する. この反応の終状態は 2 体であるため, ニュートリノエネルギーは単色となる. pp チェイン連鎖においてはその後 4 つの核融合分岐が生じるが, 最大の 85 [%] の分岐 (pp chain I) ではニュートリノは生じない. 残りの 3 つの分岐の中で最大の分岐比を持つものが, 15 [%] の分岐 (pp chain II) であり, ここでは ${}^7\text{Be}$ の電子捕獲反応から ${}^7\text{Be}$ ニュートリノが生じる. ${}^7\text{Be}$ の電子捕獲反応は終状態が ${}^7\text{Li}$ の励起状態と基底状態に分かれるので, ${}^7\text{Be}$ ニュートリノのスペクトルは 2 本生じる. 次に分岐比が高いのは 0.018% の分岐 (pp chain III) で, ${}^8\text{B}$ のベータ崩壊から ${}^8\text{B}$ ニュートリノが生じる. このニュートリノはエネルギーが高く観測が比較的容易であるが, 終状態の ${}^8\text{Be}^*$ が不安定であるため, 最大エネルギーに幅が生じ, 不確実性が高い. この他に 2×10^{-5} [%] の分岐比で ${}^3\text{He}$ と陽子が反応して, hep ニュートリノが生じる. このニュートリノは他の太陽ニュートリノと比べて非常に大きなエネルギーを持つ.

一方, CNO サイクルは前述のように温度依存性が高い. 1.3×10^7 [K] で CNO cycle I が稼働を始める. 1.6×10^7 [K] で CNO cycle II が稼働を始め, 1.7×10^7 [K] で CNO サイクルは pp チェインに対して優勢となる. CNO サイクルと pp チェインの温度とエネルギー生成率の関係と太陽の温度を図 2.4 に示す. CNO サイクルでは C, N, O, (F) の合計数は変わらず, 触媒の様な作用を果たす. CNO サイクルが定常的になると, CNO cycle I と CNO cycle II の矢印の方向が逆であること

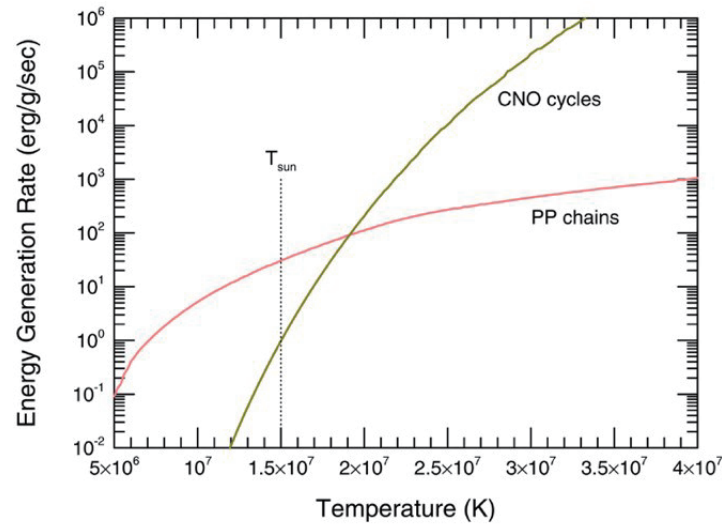


図 2.4: pp チェインと CNO サイクルのエネルギー生成率の温度相関および現在の太陽の中心温度

とそれぞれの反応に要する時間から, 次第に ^{14}N が多くなっていく. 各反応におけるニュートリノのエネルギーを次に示す.

表 2.1: 太陽ニュートリノの生成反応とニュートリノのエネルギー

ニュートリノ	反応	最大エネルギー [MeV]	平均エネルギー [MeV]
pp	$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	0.420	0.265
pep	$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	1.442	1.442
${}^7\text{Be}$	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	0.862	0.862
	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \nu_e$	0.384	0.384
${}^8\text{B}$	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	14.02	6.710
hep	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	18.77	9.62
${}^{13}\text{N}$	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	1.199	0.707
${}^{15}\text{O}$	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	1.732	0.997
${}^{17}\text{F}$	${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$	1.740	0.999

2.2 ニュートリノ実験の歴史

1930年に β 崩壊におけるエネルギー保存則を満たすためにパウリ (W.Pauli) によってその存在を予言され, 1934年にフェルミ (E.Fermi) によってその名称を与えられた時点から, 既にニュートリノは観測が難しい物質あることは明白であった. なぜなら, 彼らの議論によれば, ニュートリノは電気的中性で質量が0か非常に小さく, 反応性は高くともガンマ線の1/10しかないからであった.

ニュートリノが関係する物理はその普遍性から素粒子物理, 原子核物理から天文学や地学にまで広がり, その影響の大きさとニュートリノ自体に対する興味から多くの努力が費やされてきた.

初めてニュートリノが観測されたのは1953年にコーワン (C.Cowan) とライネス (F.Reines) により行われた実験で, アメリカ, Hanford 原子力発電所においての液体シンチレータによる逆 β 崩壊

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad (2.11)$$

の反応である.[4] このような原子力発電所での核分裂反応によって発生した反電子ニュートリノを水素原子核として陽子を大量に保有し, 反応後の荷電粒子の反応により発行する液体シンチレータを用いて観測する手法はKamLANDに限らず現在行われている様々なニュートリノ観測実験に用いられる卓越した手法である.

1955年にはデービス (R.Davis.Jr) がBrookhaven 原子力発電所において, 放射化学の手法

$$^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^- \quad (2.12)$$

によりニュートリノと反ニュートリノが別の粒子であることを発見した.

次いで1962年にレーダーマン (L.M.Lederman), シュワーツ (M.Schwartz), シュタインバーガ (J.Steinberger) らがアメリカ, Brookhaven 国立研究所の陽子加速器を用いてニュートリノには電子型以外にミュー型が存在することを発見した. すでにニュートリノにもクォークやレプトン同様に世代があることが提案されていたが, これを証明することとなった. この実験の流れで最終的に3世代目のタウ型ニュートリノが観測されたのはごく最近の2000年になってからである.

Homestake 実験 [5]

一方, これら原子炉や加速器を用いた実験の他に, ニュートリノ源として太陽を用いる実験が1967年から1994年の長期にわたって, アメリカ, Homestake 鉱山において前述デービスらにより行われた. 実験は太陽からのニュートリノのバックグラウンドイベントを作る宇宙線由来放射線を防ぐことのできる地下深くにおいて, 放射線化学の手法により観測した.

ニュートリノの標的は615トンの C_2Cl_2 である. 反応式は(2.12)で表され, 反応によってできた ^{37}Ar は数ヶ月ごとに他の気体とともにHeによるバブリングによってパージされ, 液体窒素温度で活性炭でトラップされる. 最終的に比例計数管により $^{37}\text{Ar} + e^- \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \nu_e$ の反応が計測され, (2.12)式の反応数が計算される. この反応の閾値は0.814 [MeV]であり, 太陽ニュートリノとしては, ^8B や ^7Be ニュートリノに感度があった. この実験の結果得られたニュートリノの数とSSMによる予測値は次のとおりである. ただしそれぞれの単位は[SNU](the Solar Neutrino Unit)であり, 10^{-36} [イベント数/標的原子数/秒]を示す.

SSM(BP04)	:	8.5	± 1.5
Result	:	2.56	$\pm 0.16(\text{statistical}) \pm 0.16(\text{systematic})$

ただし、予測値は最近の SSM(BP04) の値を参照している。

結果的にその比は 1/3 しかなかった。この観測されたニュートリノが SSM によって予測された

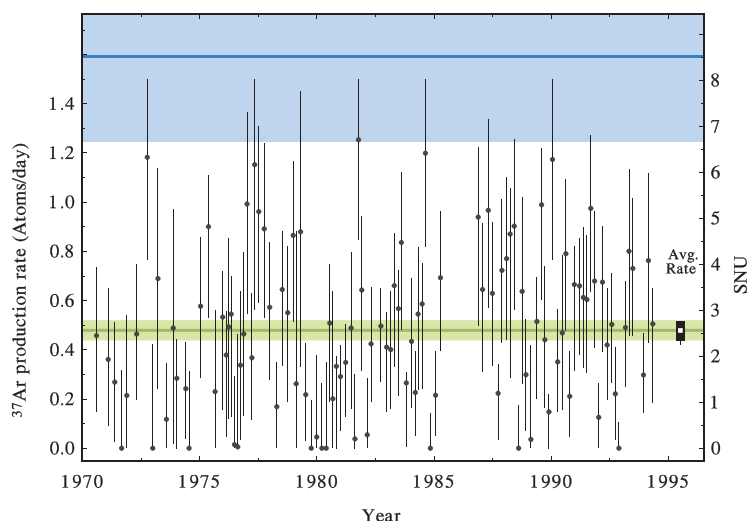


図 2.5: Homestake 実験の観測値 (平均：薄緑) と SSM(BP04) の予測値 (紺色)

ニュートリノに対して有意に少ないという問題を「**太陽ニュートリノ問題**」と呼び、最近までこの原因がニュートリノ理論あるいは実験に問題があるのか、SSM に問題があるのかわからなかった。

Kamiokande 実験, Super-Kamiokande 実験

SSM か素粒子理論のいずれかに問題があることを示唆するこの観測結果を最初に追認したのは、1989 年の Kamiokande II 実験である。Kamiokande 実験装置は岐阜県神岡鉱山の池ノ山山頂直下 1000m に位置し、その実験終了後に KamLAND が建設されることになる。観測装置は高さ 13.1m, 直径 14.4m の円柱状のスチールタンクに 2 キロトンもの超純水をためている。ニュートリノの反応は次の式で表せる。

$$e^{-} + \nu \rightarrow e^{-} + \nu \quad (2.13)$$

ニュートリノの検出方法は、上式においてニュートリノが水中の電子を弾性散乱ではじき、はじかれた電子が水中の光速を超えることによって発生するチェレンコフ光をスチールタンクの内壁に取り付けた光電子増倍管により観測するという方法である。このチェレンコフ光によるニュートリノ観測は、ニュートリノ飛来方向、エネルギーおよびその時間、そしてフラックスを実時間検出することを可能にしている。このような実時間分光観測はニュートリノの生成反応源をそのエネルギーより解析できる重要な手法である。このような大規模なタンクにニュートリノと反応し易い物質を大量に蓄え、そこで発せられる微弱な光を光電子増倍管により実時間観測するという手法は、Kamiokande の後継の Super Kamiokande(SK) や KamLAND, SNO, Borexino といった太陽ニュートリノ観測を目指す多くの装置に受け継がれている。

弾性散乱という特性から, Kamiokande で観測できるニュートリノは ν_e, ν_μ, ν_τ の全てに感度があるが, ν_e に特に感度があり, 対して ν_μ, ν_τ はその 0.16 倍程度である.

Kamiokande におけるエネルギー閾値は初期で 9.3 [MeV], 後期で 7.5 [MeV] であり, 感度があるニュートリノは ^8B ニュートリノである. 観測データの SSM の予測値に対する比は, $0.46 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})$ である. この結果は, Homestake 実験の正確さを示すだけでなく, 確実に太陽ニュートリノ問題が存在することを示した.

体積と光電子増倍管を増加させた SK においてはエネルギー閾値は 6.5MeV ついで 4.5MeV と向上している. SK における観測されたニュートリノフラックスは $2.35 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.}) \times 10^6 [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ であり, SSM(BP04) の予測値, $5.79 \times 10^6 [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$ と比較して, やはり 0.4 倍程度である.

Gallex 実験, GNO 実験, 及び SAGE 実験

Homestake 実験と Kamiokande II 実験は共にニュートリノ観測量が SSM の予測ニュートリノフラックスより有意に少ないことを示したが, これらの実験で観測できたニュートリノは, それぞれ, $^8\text{B}, ^7\text{Be}$ 及び ^8B であり, これらのニュートリノの太陽ニュートリノの中でのフラックス比は前節で述べたように小さい. これに対して次式で表されるガリウムを用いた放射化学手法によるニュートリノ観測が行われた.



この反応の反応閾値は 0.2332 [MeV] と低く, 最もエネルギーが低く, 最もフラックスの大きい pp ニュートリノの観測を可能とした.

実験手法は Cl を用いた実験手法とほとんど同じで, 地下に ^{71}Ga を多く含むターゲット液を蓄え, 定期的に, $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ をパージ, 抽出して比例計数管により反応数を観測するという方法である.

Gallex(GALLium EXperiment) 実験は, イタリア, Gran Sasso 山の地下で 101 トンの $\text{GaCl}_3 - \text{HCl}$ 溶液中 12 トンの ^{71}Ga をターゲットとし, 後継の GNO(Gallium Neutrino Observatory) 実験は計測用のエレクトロニクスをアップグレードして観測を行った.

SAGE(Soviet American Gallium Experiment) 実験は旧ソビエト, Andyrchi 山塊の地下にある Baksan Neutrino Observatory において液体金属 Ga30 トン (中期以降で最大 60 トン弱) を用いて行った. SSM(BP04) による Ga 実験でのニュートリノフラックス予測値, 及びそれぞれの実験におけるニュートリノ観測値は次の通りである. ただし, 各数値の単位は [SNU] である.

SSM(BP04)	:	131	$\begin{smallmatrix} +12 \\ -10 \end{smallmatrix}$
Gallex	:	77.5	$\pm 6.5(\text{stat.})_{-4.7}^{+4.3}(\text{syst.})$
GNO	:	62.9	$\pm 5.5(\text{stat.}) \pm 2.5(\text{syst.})$
Gallex+GNO	:	69.3	± 5.5
SAGE	:	67.2	$\pm 7.2(\text{stat.})_{-3.0}^{+3.5}(\text{syst.})$

観測値は互いに誤差の範囲で一致し, SSM の予測値に対する比はそれまでの実験に対して大きいものの, 1 より有意に小さく, さらに太陽問題を追証する結果となった.

SNO 実験 [6]

Kamiokande 同様, ニュートリノ反応に起因するチェレンコフ光を観測する実験がカナダ, サドバリ鉱山で行われた SNO(Sudbury Neutrino Observatory) 実験である. この実験では Kamiokande の純水と違って, 重水, D_2O を用いている.

D_2O では H_2O 同様, 弾性散乱 (Elastic Scattering, ES)

$$e^- + \nu \rightarrow e^- + \nu \quad (2.15)$$

の反応の他に, 重陽子との荷電カレント反応 (Charged Current, CC)

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (2.16)$$

及び, 中性カレント反応 (Neutral Current, NC)

$$\nu_e + d \rightarrow p + n + \nu \quad (2.17)$$

の各反応が生じる.

弾性散乱は H_2O 同様, 全てのニュートリノに感度があり, 特に電子ニュートリノに感度がある. 荷電カレントは電子ニュートリノにのみ感度があり, 中性カレントは全てのニュートリノに等しい感度を持つ. このような反応ごとの特性により, 全ニュートリノのフラックス及びその中の電子ニュートリノのフラックスの比を見ることができる. SNO 実験は 1999-2001 の D_2O 単独での観測, 2001-2003 の中性子反応観測向上のための NaCl を追加した観測, 及び 2004-2006 の中性カレント観測向上のための 3He 比例計数管, NCD を追加した観測の 3 期に分けられる. 最近の NCD フェーズにおける各反応でのニュートリノフラックスと SSM による予測フラックスは以下のとおりである. ただし, 単位は $10^6 [cm^{-2}s^{-1}]$ である.

SSM(BP04)	:	5.79		
Φ_{ES}	:	1.77	$^{+0.24}_{-0.21}(\text{stat.})$	$^{+0.09}_{-0.10}(\text{syst.})$
Φ_{CC}	:	1.67	$^{+0.05}_{-0.04}(\text{stat.})$	$^{+0.07}_{-0.08}(\text{syst.})$
Φ_{NC}	:	5.54	$^{+0.33}_{-0.31}(\text{stat.})$	$^{+0.36}_{-0.34}(\text{syst.})$

弾性散乱によるフラックスは SK の観測データと一致し, やはり電子ニュートリノの観測量が少ないことを示す. さらにこの結果からは全てのニュートリノの合計フラックスは SSM の電子ニュートリノフラックス予測と一致することも分かった. これらの結果は, 太陽ニュートリノ問題は SSM の問題ではなく, 電子ニュートリノが何らかの形で他のニュートリノに変化していることを示唆した.

KamLAND と原子炉実験

既知のニュートリノ源として原子炉を使う実験は前述の Hanford の後も, ILL, Burgey, Gösgen, Robno, Krasnoyarsk, Chooz, Paro Verde と行われたが, 太陽ニュートリノ問題は観測できなかった. これらの実験は原子炉からの距離が 10 [m]~1 [km] 程度であり, より長距離での観測が求められた.

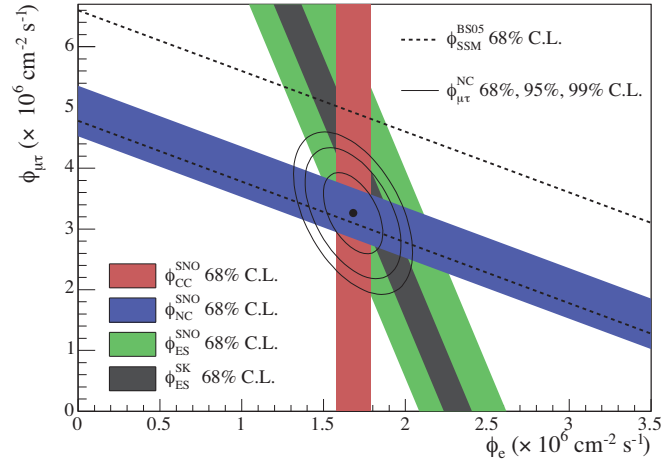


図 2.6: SNO 実験におけるニュートリノフラックスと SSM,SK のニュートリノフラックス

KamLAND は Kamiokande の跡地に作られ, 日本の 50 以上もの原子炉から平均 180 [km] 程度の距離にある. 距離が大きくなりフラックスが減少したため, KamLAND では非常に大きな標的を保持する必要があった. KamLAND では 1000 トンの液体シンチレータをターゲットとして用いている. 原子炉由来反電子ニュートリノに対する反応は次式の逆ベータ崩壊である.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.18)$$

2002 年の KamLAND のファーストリザルトにおけるニュートリノ観測数の原子炉から出るニュートリノの比は

$$\frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{bg}}}{N_{\text{reactor}}} = 0.611 \pm 0.085(\text{stat.})0.041(\text{syst.}) \quad (2.19)$$

となり, 初めて太陽ニュートリノ問題が原子炉ニュートリノにおいて確認された.

太陽ニュートリノ問題の帰結

この様にして, 太陽ニュートリノの観測は観測数の予測数に対する減少, 太陽ニュートリノ問題を引き起こしたが, およそ 30 年をかけて太陽ニュートリノおよび原子炉反ニュートリノの観測によって, この問題が, ニュートリノが別のニュートリノに変化することに起因するという新しい素粒子物理の結果を導いた. また同時に, SSM の正確さを検証することにも成功した.

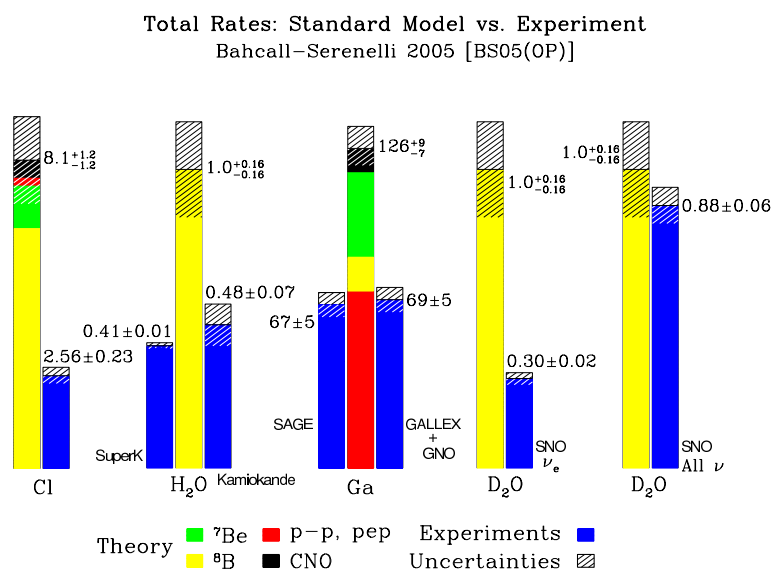


図 2.7: BS05(OP)SSM と各種太陽ニュートリノ実験のニュートリノフラックスの比較 (Fig.2 from Bahcall's web-page)[20]. SNO 実験の全世代のニュートリノに等しい感度を持つ中性カレント反応から得られる右端の実験結果のみが SSM と一致する結果を見せている。

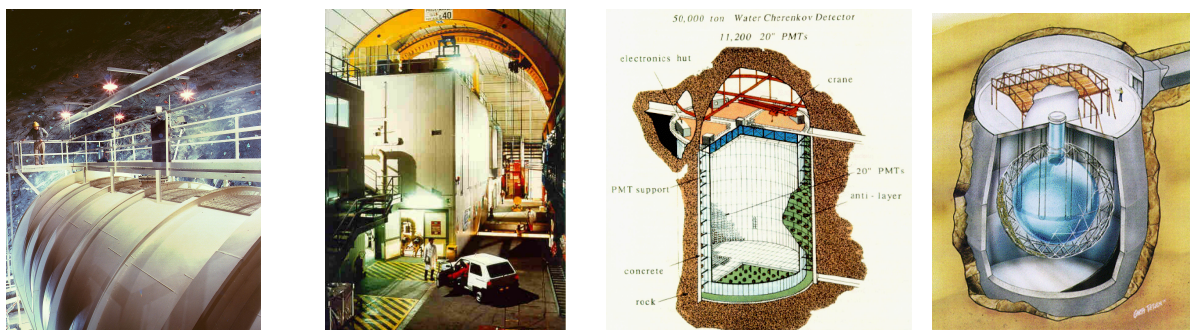


図 2.8: 種々の太陽ニュートリノ実験の実験装置. 左から, Homestake 実験, Gallex 実験, Super-Kamiokande 実験, SNO 実験. 全ての実験が地下で行われ, 宇宙線由来のバックグラウンドの低下を図っている。

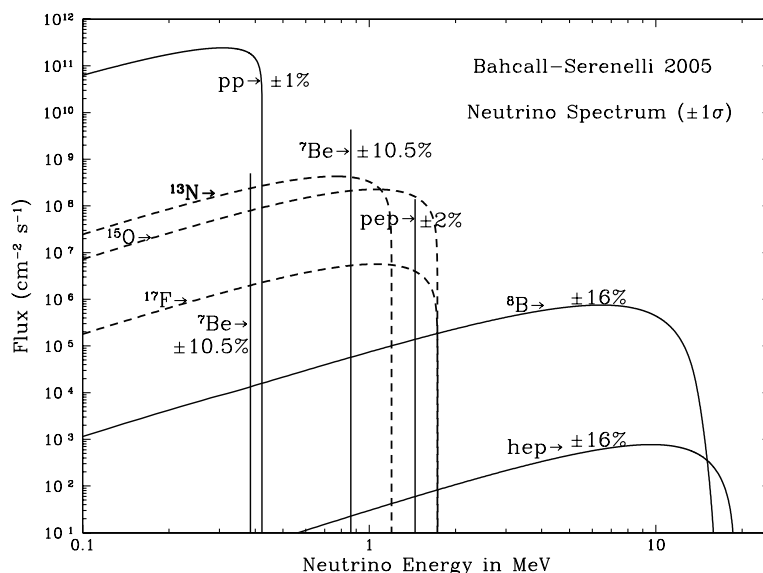


図 2.9: BS05(OP)SSM における太陽ニュートリノエネルギースペクトル [7]

2.3 太陽ニュートリノの物理

ニュートリノは次の様な素粒子に属し, 電荷 0 の中性粒子である. また, 素粒子理論の標準模型

表 2.2: クォークとレプトン

	電荷	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代
クォーク	2/3	u	c	t
	-1/3	d	s	b
レプトン	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
	-1	e	μ	τ

においては質量は 0 とされた. しかしながら, 前節までに述べたようにニュートリノが飛行中に他のニュートリノに変化することが実験的に証明された. この変化をニュートリノ振動と呼ぶが, このようなフレーバーの変化は質量が 0 では生じない. つまり, これまでの実験事実はニュートリノ振動を通じて新しい素粒子の模型が必要とされていることを示す.

本節においては太陽ニュートリノ観測に関連するニュートリノの物理としてニュートリノ振動に関して述べる. ニュートリノはその弱い相互作用の固有状態, フレーバー固有状態 (ν_e, ν_μ, ν_τ) の陰に, 質量固有状態 (ν_1, ν_2, ν_3) をもち, 各フレーバー固有状態は 質量固有状態の線形結合によって表現される.

$$\nu_L = \sum_i U_{Li} \nu_i \quad (2.20)$$

$$(L = e, \mu, \tau) \quad (2.21)$$

$$(i = 1, 2, 3) \quad (2.22)$$

ただし, U_{Li} は MNS(牧, 中川, 坂田) 行列で, ニュートリノの混合を表すユニタリ行列である.

2.3.1 真空中のニュートリノ振動

まず, 簡単のため, ν_e, ν_μ の 2 世代間の混合について考える. 混合角を θ とすると, MNS 行列は

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

であり, 質量固有状態の時間発展を $\nu_i(t) = e^{-E_i t} \nu_i(0)$ とすると, $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ の確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 \quad (2.24)$$

$$= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta [1 - \cos(E_2 - E_1)t] \quad (2.25)$$

$$= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left[1 - \cos\left(\frac{\Delta m_{12}^2}{2E_\nu}\right)t \right] \quad (2.26)$$

$L = ct$, $\cos(E_2 - E_1)t = \cos(2\pi(L/L_{\text{OSC}}))$ (L_{OSC} : 振動距離) と置くと,

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E_\nu} \right) \quad (2.27)$$

$$= \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{12}^2 [\text{eV}^2] \frac{L [\text{km}]}{E_\nu [\text{GeV}]} \right) \quad (2.28)$$

$$L_{\text{OSC}} = 2\pi \frac{2E_\nu}{\Delta m_{12}^2} \quad (2.29)$$

である.

一般の 3 体問題の場合, MNS 行列は

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

で表される. ただし, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ である. これらを用いて, 3 体の振動は

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \quad (2.31)$$

$$= \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-im_j^2 L/2E} \right|^2 \quad (2.32)$$

でかけるが, 一つの混合角 (θ_{ij}) が他より非常に小さい場合, この式は 2 体の振動式と同等である. 実際, Chooz の実験から, $\theta_{13} \sim 0$ であり, 2 体として考えられる.

2.4 太陽化学組成問題と日震学

前節までのように、太陽ニュートリノ観測とSSMの間の不一致は、最終的にニュートリノに質量があり、その結果ニュートリノ振動が生じるという素粒子標準模型を超えた物理を解明するに至った。その上で、SSMから導かれるニュートリノのフラックスが非常に良い値を持っていることを証明し、現在のSSMがよく太陽を再現できていることを示した。

一方、太陽内部を研究する学問として、太陽ニュートリノが台頭するより早く発展していた日震学がある。地震が発生した場合地球の表面に振動が伝わるように、太陽においてもその内部のエネルギーにより常に励起されている自由振動があり、それが表面に現れている。このような固有振動を解析し、太陽の内部構造を解明するのが日震学である。

これまで日震学によって求められた音速および密度はSSMによって求められるそれらと良い一致を見せてきた。SSMに対する入力として太陽表面化学組成があるが、よく一致していたSSMは1998年の組成(GS98; Grevesse & Sauval)を用いていたが、2005年に測定されたデータ(AGS05; Asplund, Grevesse & Sauval)は、GS98に対して金属($Z > 2$ の元素; 通常 Z と表記される)の比率がこれまでの化学組成に対して大きく下がった。金属(Z)の水素(X)にたいする比率はGS98の $Z/X=0.0229$ に対して、AGS05において $Z/X=0.0165$ である。この結果、SSM(GS)とSSM(AGS)で有意な差が生じ、SSM(AGS)と日震学にも有意な差が生じた。両者の相違は、SSMと日震学のいずれかに問題があることを示唆し、太陽化学組成問題と呼ばれている。

次のグラフは太陽内での音速と密度に関して、SSMによる計算値と日震学のMichelson Dropper Image(MDI)のデータとの差を示す。GS98を用いたBP04(Bahcall & Pinsonneault)においては全域においてほとんど差がないが、AGS05を用いたBS05(Bahcall & Serenelli)においては大きな差ができています。また、次の表のように太陽の対流層半径の太陽半径にたいする比、 $R_{CZ}/R_{\odot}$ およ

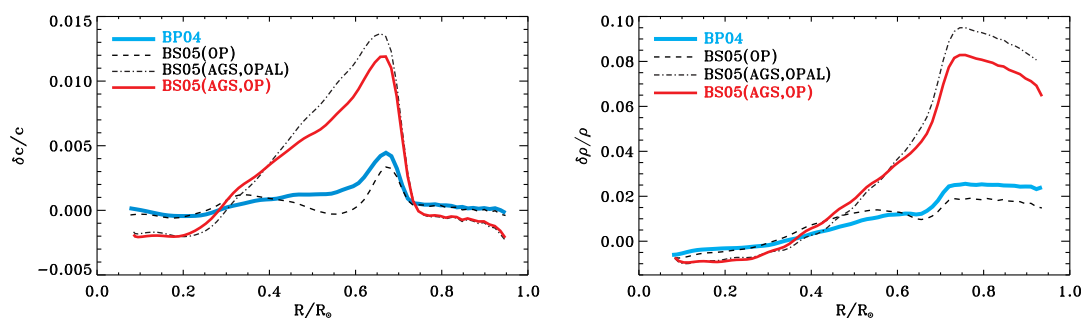


図 2.10: 太陽内部の音速 c と密度 ρ の SSM と MDI の差 [7]

び、太陽表面のヘリウムの元素比率 Y_{SURF} はSSM(GS98)からSSM(AGS05)に代わり大きく日震学から外れてしまっている。この問題においてSSM(AGS)が正しいかどうかを検証する手段として太陽ニュートリノの中でも、 ${}^7\text{Be}$ 、さらにCNOニュートリノの観測が有効である。なぜならSSM(GS)とSSM(AGS)においてはこれらのニュートリノフラックスが実に数10 [%]程度も変化したからである。次の表2.4, 2.5に太陽ニュートリノフラックスをまとめる。

表 2.3: 太陽のパラメタの SSM と日震学における値の比較

	SSM(GS98)	SSM(AGS05)	Helioseismology	
$R_{CZ}/R_{\odot}$	0.715	0.728	0.713	± 0.001
Y_{SURF}	0.244	0.229	0.249	± 0.003

表 2.4: 最新のニュートリノフラックスと放射化学実験における予測値 [11]:単位は, $10^{10}(pp), 10^9(^7\text{Be}), 10^8(\text{pep}, ^{13}\text{N}, ^{15}\text{O}), 10^6(^8\text{B}, ^{17}\text{F}), 10^3(\text{pep}) [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$, $1(\text{Cl}, \text{Ga}) [\text{SNU}]$

Source	BPS08(GS)		BPS08(AGS)		Difference [%]
<i>pp</i>	5.97	(1 ± 0.006)	6.04	(1 ± 0.005)	+1.2
<i>pep</i>	1.41	(1 ± 0.011)	1.45	(1 ± 0.010)	+2.8
<i>hep</i>	7.90	(1 ± 0.15)	8.22	(1 ± 0.15)	+4.1
^7Be	5.07	(1 ± 0.06)	4.55	(1 ± 0.06)	-10
^8B	5.94	(1 ± 0.11)	4.72	(1 ± 0.11)	-21
^{13}N	2.88	(1 ± 0.15)	1.89	($1^{+0.14}_{-0.13}$)	-34
^{15}O	2.15	($1^{+0.17}_{-0.16}$)	1.34	($1^{+0.16}_{-0.15}$)	-31
^{17}F	5.82	($1^{+0.19}_{-0.17}$)	3.25	($1^{+0.16}_{-0.15}$)	-44
Cl	8.46	($1^{+0.87}_{-0.88}$)	6.86	($1^{+0.69}_{-0.70}$)	
Ga	127.9	($1^{+8.1}_{-8.2}$)	120.5	($1^{+6.9}_{-7.1}$)	

表 2.5: SSM(BS05) 自体のニュートリノフラックスの不定性 ($1\sigma[\%]$).[9]

Source	GS98-Conservative		AGS05-Optimistic	
	$\sigma[\%]$		$\sigma[\%]$	
<i>pp</i>	0.9		0.7	
<i>pep</i>	1.5		1.1	
<i>hep</i>	15.5		15.5	
^7Be	10.5		9.3	
	$\sigma_{+}[\%]$	$\sigma_{-}[\%]$	$\sigma_{+}[\%]$	$\sigma_{-}[\%]$
^8B	17.3	14.7	12.7	11.3
^{13}N	36.6	26.8	14.5	12.7
^{15}O	37.4	27.2	16.5	14.2
^{17}F	72.4	42.0	16.6	14.2

2.5 CNO サイクルニュートリノ観測の意義

これまで行われた太陽ニュートリノ実験においてCNO サイクルニュートリノは分離観測されていない。CNO サイクルニュートリノの標準太陽模型におけるフラックス予測は核反応率のSファクターの更新によりBP04からBS05になって特に ^{13}N や ^{15}O において半減した。このようなSファクター自体の不定性によるCNO サイクルニュートリノのフラックスの理論不定性も大きいがこれを直接観測により決定することは大きな意義があり、Sファクター測定実験に対する制限を与えられる可能性を持つ。

また、KamLANDにおいてこれまで観測してきたppチェインニュートリノとCNO サイクルニュートリノを同時観測しそのフラックス比を求めることは直接太陽内温度を検証することであり、SSMの検証につながる。

さらに、前節の太陽化学組成問題において問題の原因がSSMか日震学かを分離するためにもCNO サイクルニュートリノのフラックス観測は非常に有効である。

このようにCNO サイクルニュートリノの観測はその初観測という意義だけでなく、核反応の検証、SSMの検証と異なる分野の検証に役立つ意義を持つ。

第3章 KamLAND

KamLAND(KAMioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) は液体シンチレータを用いて原子炉由来反電子ニュートリノ観測することを目指して作られた観測装置である. KamLAND においては液体シンチレータの陽子とニュートリノにより発生する逆ベータ崩壊により発生するシンチレーション光を観測しそのエネルギーとフラックスからニュートリノのエネルギーやフラックスを求めることができる.

3.1 検出原理

3.1.1 反電子ニュートリノ検出原理

液体シンチレータを用いた反電子ニュートリノの検出は次の式の逆ベータ崩壊を検出することに相当する.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3.1)$$

実際には以下の手順により検出する.

1. まず陽電子が液体シンチレータ中の電子と対消滅する.
2. 次にそのエネルギーから 511 [keV] のガンマが少なくとも 2 個生じる.
3. このガンマが液体シンチレータ内を通過する際にエネルギーを落とし, シンチレータが励起され発光する.
4. 一方同時に発生した中性子は液体シンチレータ中において弾性散乱を繰り返す中で熱化される.
5. 210 マイクロ秒 (207.5 ± 2.8 [μsec]) 後に液体シンチレータ中の水素原子核に捕獲され重陽子を作り, 同時に 2.2 [MeV] のガンマを放出する.
6. これら 2 つの連続する事象はその時間と場所の相関によって, 遅延同時計数法によりバックグラウンドノイズ事象から有効に選択することができる.

この反応の閾値は, 次式のようになる.

$$E_{th} = (m_n + m_e) - m_p \quad (3.2)$$

$$= 1.805 \text{ [MeV]} \quad (3.3)$$

陽電子の質量は中性子の質量に対して十分に小さいため、この反応のエネルギーの大半は陽電子が得る。逆ベータ崩壊反応はエネルギー保存則より、

$$E_{\bar{\nu}_e} + m_p = (T_{e^+} + m_e) + (T_n + m_n) \quad (3.4)$$

$$T_n \approx 0 \quad (3.5)$$

と書ける。この式を用いると、KamLAND で実際に観測される信号のエネルギー E_{visible} は

$$E_{\text{visible}} = T_{e^+} + 2m_e \quad (3.6)$$

$$= (E_{\bar{\nu}_e} + m_p - m_n - m_e) + 2m_e \quad (3.7)$$

$$\simeq E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ [MeV]} \quad (3.8)$$

である。

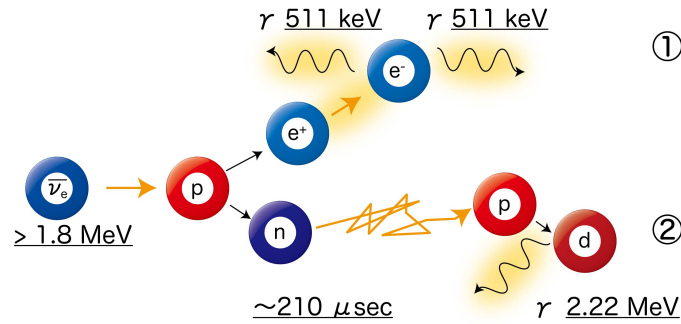


図 3.1: 電子型反ニュートリノの反応過程. 1, 2 の遅延同時計数により観測される。

3.1.2 電子ニュートリノ検出原理

一方、太陽ニュートリノの電子ニュートリノの場合には検出方法が大きく異なる。電子ニュートリノの検出は次の式の弾性散乱を検出することに相当する。

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- \quad (3.9)$$

実際には以下の手順により検出する。

1. 散乱された電子が液体シンチレータ内を通過する際にエネルギーを落とし、シンチレータが励起され発光する。

このように太陽ニュートリノ測定においては反ニュートリノ検出における様な遅延同時計数法は用いることができない。

反跳電子の運動エネルギーは

$$T_e = \frac{(1 - \cos \theta) E_\nu / m_e}{1 + (1 - \cos \theta) E_\nu / m_e} E_\nu \quad (3.10)$$

表 3.1: CNO ニュートリノにおける最大エネルギー [MeV]

ニュートリノ	ν_{max}	T_{e-max}
^{13}N	1.199	0.988
^{15}O	1.732	1.509
^{17}F	1.740	1.517

で表せるから, $\theta = \pi$ の時に最大値

$$T_{e-max} = \frac{E_\nu}{1 + m_e/2E_\nu} \quad (3.11)$$

を得る.

CNO サイクルニュートリノの反応における最大エネルギーは表 3.1 のとおりである.

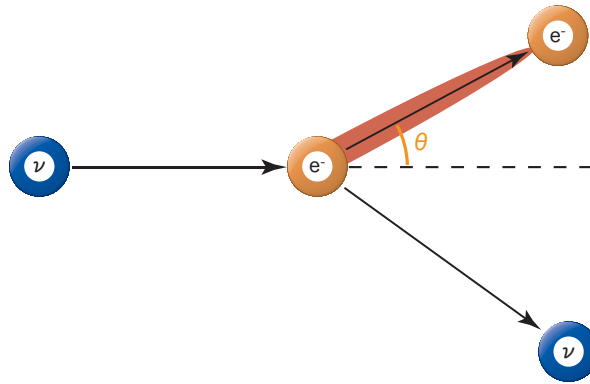


図 3.2: ニュートリノの反応過程

3.1.3 ニュートリノと電子の弾性散乱の断面積

ニュートリノと電子の弾性散乱の断面積は標準電弱理論を用いて計算でき, その微分反応断面積は次式のように表される.

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[A + B \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 + C \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \right] \quad (3.12)$$

ここで T_e , G_F , m_e , E_ν はそれぞれ反跳電子の運動エネルギー, フェルミ結合定数, 電子の質量, 入射ニュートリノのエネルギーであり, パラメータ A , B , C は,

$$A = (g_V + g_A)^2 \quad (3.13)$$

$$B = (g_V - g_A)^2 \quad (3.14)$$

$$C = (g_A^2 - g_V^2) \quad (3.15)$$

$$(g_V, g_A) = \begin{cases} \left(2 \sin^2 \theta_W + \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) & \text{for } (\nu_e) \\ \left(2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) & \text{for } (\nu_\mu, \nu_\tau) \end{cases} \quad (3.16)$$

と定義される。\$\theta_W\$ はワインバーグ角である。\$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-\$ 反応における単ループの輻射補正 (電弱相互作用, QCD 及び QED) を考慮すると, 式 (3.12) の微分反応断面積にかかっている係数は,

$$\frac{G_F^2 m_e}{2\pi} = 4.31 \times 10^{-45} [\text{cm}^2 \cdot \text{MeV}^{-1}] \quad (3.17)$$

となる。反応断面積は, 電子の運動エネルギー \$T_e\$ に関して 0 から \$T_{e_max}\$ まで式 (3.12) を積分することによって次のように算出される。

$$\begin{aligned} \sigma_{total} &= 8.96 \times 10^{-44} \frac{E_\nu [\text{MeV}]}{10 [\text{MeV}]} [\text{cm}^2] & \text{for } (\nu_e) \\ \sigma_{total} &= 1.58 \times 10^{-44} \frac{E_\nu [\text{MeV}]}{10 [\text{MeV}]} [\text{cm}^2] & \text{for } (\nu_\mu, \nu_\tau) \end{aligned} \quad (3.18)$$

\$\nu_e\$ と \$\nu_\mu, \nu_\tau\$ の断面積の違いは, \$\nu_\mu, \nu_\tau\$ の散乱は中性カレントを通してのみ行われるのに対し, \$\nu_e\$ は中性, 荷電カレントの両方が寄与するためであり, \$\nu_e\$ の断面積は \$\nu_\mu, \nu_\tau\$ のおよそ 6 倍である。

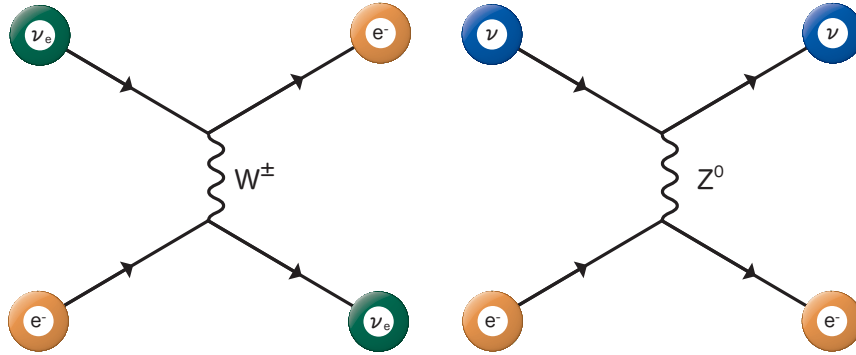


図 3.3: 荷電カレント反応 (左) と中性カレント反応 (右) のファインマンダイアグラム

3.2 KamLAND 実験装置

KamLAND 検出器は岐阜県飛騨市神岡町にある池ノ山の, 山頂から約 1000 [m] 地下に空洞を作り建設された。この空洞は前述のように Kamiokande が設置してあった場所で, Kamiokande が Super Kamiokande にアップグレードされて移転した後, 撤去後の空洞をさらに 4 [m] 掘り下げて KamLAND が建設された。建設は 1997 年に開始され, 2002 年からデータ収集が開始されている。このような地下に検出器を建設することにより, 高いエネルギーを持つ宇宙線ミュオンが山の岩により遮蔽され, 宇宙線ミュオンによるバックグラウンドを地上の約 10 万分の 1 である 0.34 [Hz] 程度に減少させることができる。

この池ノ山は神岡鉱山が有り, この鉱山の坑道を拡張する形で宇宙線遮蔽が必須の低エネルギー実験が多く行われている。

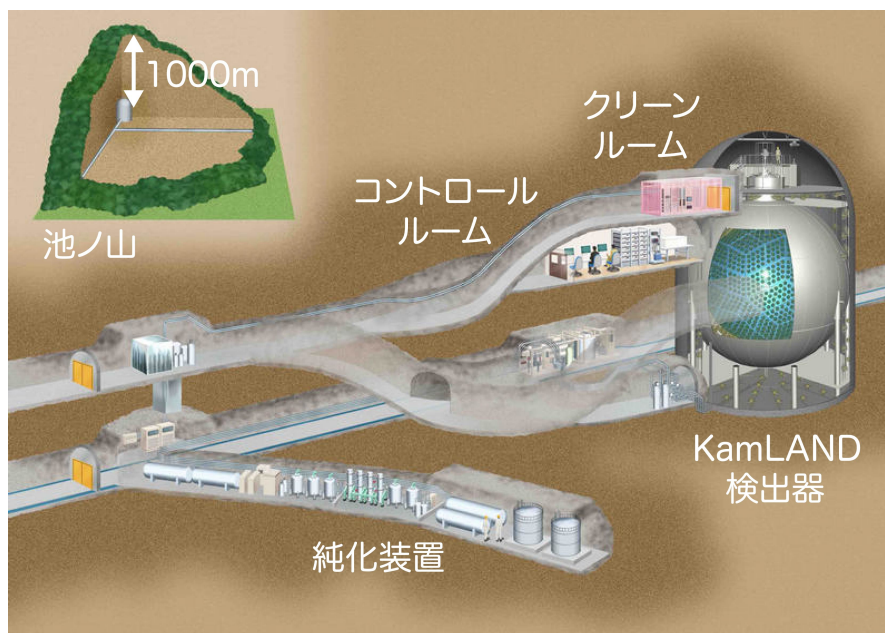


図 3.4: KamLAND エリアの全体図

KamLAND への進入路は4段に分岐し、液体シンチレータや水の純化装置、窒素製造装置とラドンフリーの空気の製造装置、それらの KamLAND 本体へ注入／出用の配管、KamLAND の電源分配装置、KamLAND のコントロールや監視を行う部屋、KamLAND 上部の実験空間への通路等に利用されている。

3.2.1 検出器の構造

上の図が KamLAND 検出器の構造である。検出器は3層構造になっている。最も中心には、1000 トンの液体シンチレータがあり、それを半径 6.5 [m] の透明な球形バルーンが包んでいる。液体シンチレータはドデカン 80 [%]、プソイドクメン 20 [%]、及び発光物質である PPO1.36 [g/l] が入っている。バルーンは厚さ 135 マイクロメートルのナイロン EVOH(Ethylene Vinyl Alcohol, エチレンービニルアルコール共重合樹脂) でできていて、液体シンチレータの性能を悪化させる酸素等の気体遮断性が非常に高い。このバルーンは 44 本のケブラ紐で吊るされている。バルーンの外側はバルーン形状を球形に保ち液体シンチレータの光を外部に透過させるバッファとしてのミネラルオイルが入っている。バルーンにかかる圧力比が悪化し、バルーンがしぼむ様なことがあると復旧が困難なため、ミネラルオイルの密度は高い精度でコントロールされている。このミネラルオイルはドデカンとイソパラフィンを 1:1 で配合している。このミネラルオイルはさらに半径 9 [m] のステンレスタンクに保持されている。

ステンレスタンクには内側に光電子増倍管 (17 インチ 1325 本と 20 インチ 554 本) が取り付けられ、液体シンチレータの発光を捕える。ここまです ID(インナーディテクタ) 呼ぶ。

ステンレスタンクの外側は超純水 3200 トンを入れた外部コンクリート壁に囲われている。純水は岩盤から発生するガンマ線や高速中性子を遮断する。さらに外部コンクリート壁には 20 インチ

PMT225 本が取り付けられており、宇宙線ミュオンが通過したときのチェレンコフ光を捕え液体シンチレータの発光に対する Veto として用いる。これを OD(アウターディテクタ) と呼ぶ。

検出器上部の空間はドームエリアと呼ばれる。この空間には光電子増倍管の信号を処理するフロントエンドエレクトロニクスがおかれている E-Hut と呼ばれる小部屋が有る。またドームエリアの検出器直上部にはチムニーと呼ばれる KamLAND バルーンへのアクセス口がある。ここからは、KamLAND で用いられている ^{60}Co によるキャリブレーション装置や後述の 4π キャリブレーション装置をバルーン内部に挿入することができる。また、検出器内の温度や圧力、バルーンの荷重等、通称スロウコントロールと呼ばれる情報を取り出すためのケーブルがとある。

さらに最近ではミュオントラッカと呼ばれる KamLAND 本体の宇宙線ミュオン粒子のイベント再構成アルゴリズムを較正し、その効率を計測するための装置も追加された。

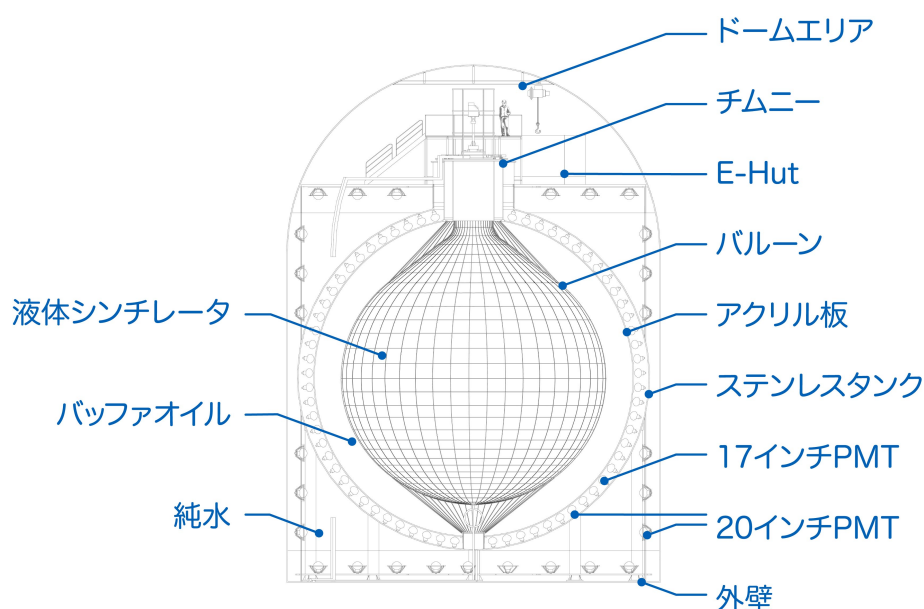


図 3.5: KamLAND 検出器の内部構造

3.3 液体シンチレータ：LS

KamLAND でニュートリノの標的となるのは液体シンチレータ (LS, Liquid Scintillator) である。液体シンチレータは荷電粒子が通過する際に励起され、そのエネルギーをシンチレーション光として解放する。液体シンチレータは半径 6.5 [m] のバルーンに入れられており、さらにその外に 2.5 [m] にある光電子増倍管まで効率よく光が届かなければならない。このため、液体シンチレータには高い透過度 (波長 400 [nm] において 13 [m] 以上) および、高い発光量 (300 光電子 (p.e., photo electron)/1 [MeV]) が要求される。この条件を満たすよう組み合わされたのが、図の構成による液体シンチレータである。当初の PPO 濃度は 1.52 [g/l] であったが、現在行われている液体シンチレータの純化において図の 1.36 [g/l] に変更している。また、これにより、その密度は 0.780 [g/cm³] から 0.777 [g/cm³] となっている。

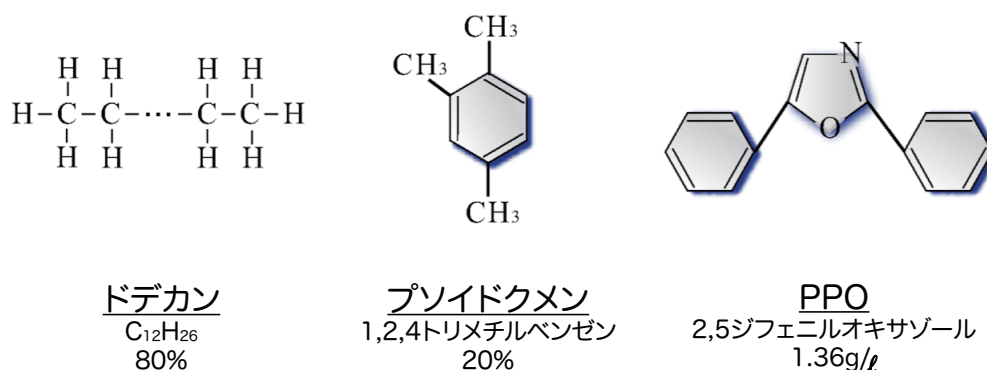


図 3.6: 液体シンチレータの構成

3.4 データ収集エレクトロニクス

3.4.1 光電子増倍管：PMT

太陽ニュートリノを含むニュートリノのエネルギーは数 MeV 程度である。KamLAND での実際の液体シンチレータのエネルギーあたりの発光量は液体シンチレータの透過度やクエンチングの効果に加えて、PMT の光電面の量子効率を計算に入れると、200p.e./ [MeV] 程度である。前述のように KamLAND においては合計 1800 本の PMT をシンチレータ光の観測に用いているため、一本あたりの PMT に入射する光電子数はたかだか 1 程度であるため、光電子増倍管は 1 光電子を分解できるエネルギー及び時間の分解能が求められる。特に、時間分解能に関してはこの精度が反応位置の精度に直結し、系統誤差を下げる上で非常に重要である。

KamLAND が用いている 20 インチ PMT は、かつて Kamiokande で用いられていた、浜松ホトニクス社製 R3600 光電子増倍管を耐油処理を行ったものである。一方の 17 インチ PMT は KamLAND に向けて新たに開発、製造された同社製 R7250 光電子増倍管である。名称上 17 インチとなっているが、実際のサイズは 20 インチのそれとほとんど変わらない。17 インチと呼ばれる理由は光電子増倍管の能力向上の向けて施された処理による。光電面の端では中央部に比べて有意に時間、分解能が悪化する。このため、KamLAND では 20 インチのうち中心 17 インチ以外を物理的にマスクしている。これが 17 インチ PMT の由来である。また、この結果として、17 インチ PMT においては、そのダイノードは大口径に適したベネチアンブラインド型からより時間、エネルギー分解能の高いラインフォーカス型を利用できることになった。

結果的に、R3600 から R7250 に変わって、光電効果の生じる時間のばらつき (TTS, transit time spread) は 6 [nsec] から 3.6 [nsec] へと大きく向上した。また、1 光電子電荷分布の頂上と、その分布とノイズの分布によってできる谷の比、ピークバレー比は 1.5 から 3.9 と変わり、シグナルノイズ比の大きな向上が見られた。下図に各 PMT の概要を示す。

次に光電子増倍管の電子を加速し増倍していく回路、ブリーダ回路について説明する。図 3.8 のように抵抗分圧された 10 段の光電面光電子を加速していく。図中において青色がグラウンドの電圧が配されているところである。光電子増倍管のカソード面は油や水に触れるため、ここをグラウンド電圧にしてある。このため、赤色で示される HV で加圧されたラインはそのまま陽極に行き着く。

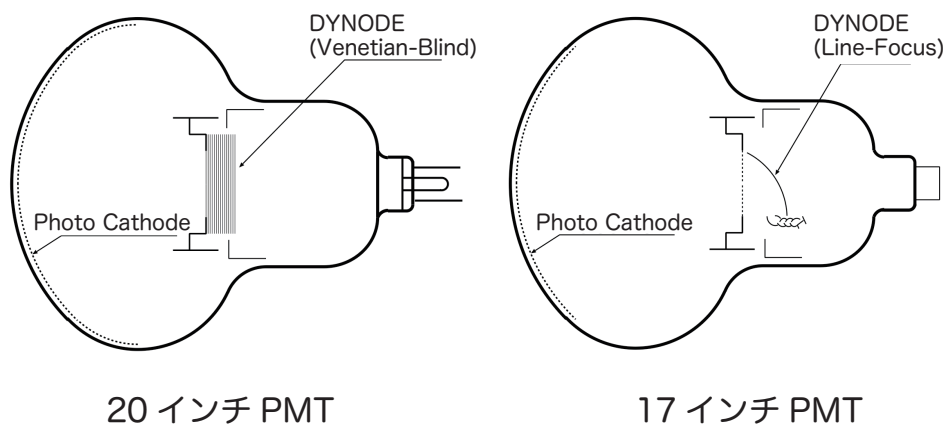


図 3.7: KamLAND の PMT

このような高圧を PMT の外に出さないために、ブリーダ回路の出力段にはキャパシタと抵抗による DC カット用の低周波遮断回路が組まれている。

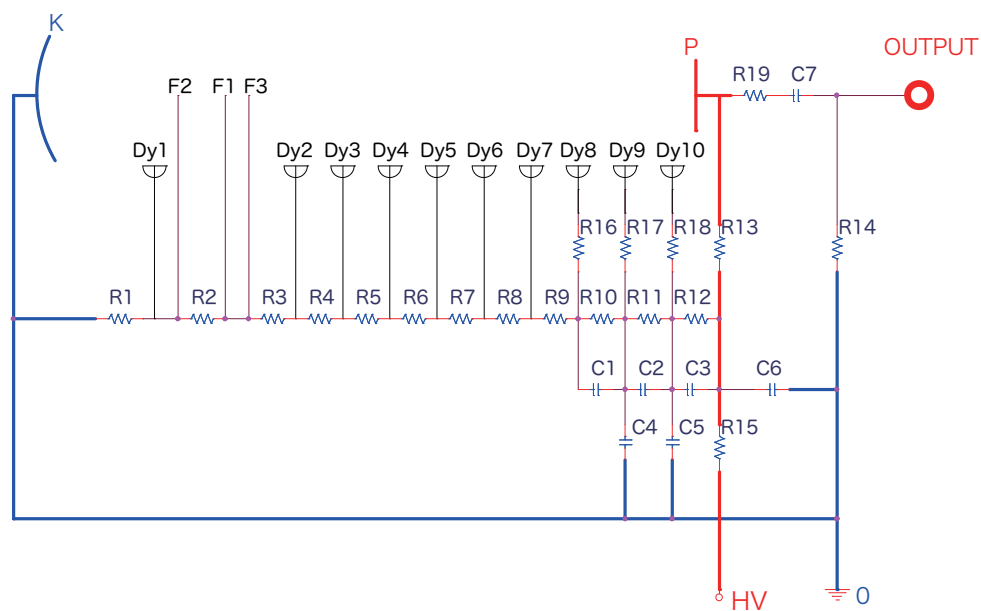


図 3.8: KamLAND の 17 インチ PMT, R7250 のブリーダ回路

大電荷通過後の PMT 出力波形

次図はブリーダ回路出力段の等価回路である。

表 3.2: R7250, 17 インチ PMT の回路定数

Parts	Description	Unit			
R1	2.22	M Ω	R11	360	k Ω
R2	72	k Ω	R12	480	k Ω
R3	408	k Ω	R13	100	k Ω
R4	600	k Ω	R15	10	k Ω
R5	396	k Ω	R14,R16~R18	50	Ω
R6	204	k Ω	R19	75	Ω
R7~R9	120	k Ω	C1~C3	10	nF
R10	240	k Ω	C4,C5	1000	pF
			C6,C7	4700	pF

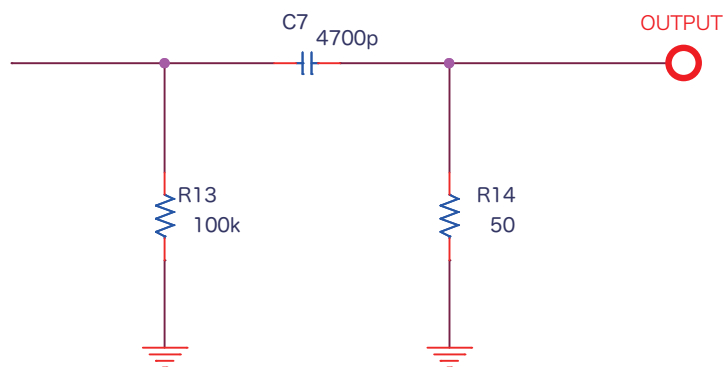


図 3.9: KamLAND の 17 インチ PMT, R7250 のブリーダ回路出力段の信号周波数帯域での等価回路

このとき, ゲイン = 出力電圧/入力電圧は

$$\text{Gain} = \left| \frac{V(t)_{\text{OUT}}}{V(t)_{\text{IN}}} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{R\omega C} \right)^2}} \quad (3.19)$$

$$R = R13 \quad (3.20)$$

$$C = C7 \quad (3.21)$$

であり, 以下のとおりの周波数応答を示す. ただし, 出力インピーダンスは 50Ω で計算している. ここで, 図中 roll-off frequency は遮断周波数と呼ばれ, この低周波遮断回路においてはこの値は

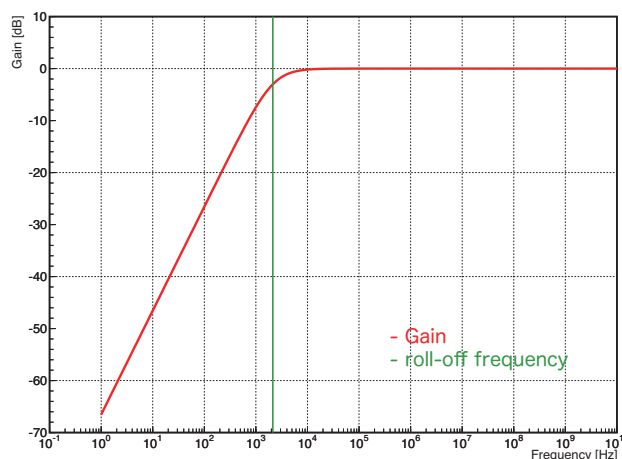


図 3.10: 17 インチ PMT, R7250 のブリーダ回路出力段の等価回路の周波数応答特性

2.13 [kHz] $\sim$ (470 [μsec]) である. この周波数以上で $\text{Gain} \approx 1$ であり, この周波数以上では, 図のように log-log のグラフ上で直線的にゲインがおちていく様になる. このような 1 次のフィルタ回路において, この傾きは 20 [dB/decade] である (ゲイン 10 倍/周波数 10 倍). なお, 縦軸はゲインを単位 dB で表していて, この意味は,

$$\text{Gain [dB]} = 10 \times \log_{10} \left| \frac{V(t)_{\text{OUT}}}{V(t)_{\text{IN}}} \right|^2 \quad (3.22)$$

である. このような回路はこの PMT でも使われるように低周波数を落とすための基本的な回路であるが, 信号通過後に, 信号分の電荷が逆方向に通過するという問題がある. デジタル信号処理や波形の精度がそれほど必要とされないアナログ信号処理ではこの問題は具体的な影響を与えないが, 我々のように大信号と小信号を同時に見ようとする時には使用に注意がいる.

ここでは高速の信号が通過し, キャパシタ C7 に電荷 Q が充電されている状況を考える. このとき, 上記回路に流れる電流 $I(t)$ について,

$$I(t)R13 + \frac{Q(t)}{C7} = I(t)R14 \quad (3.23)$$

$$\frac{dQ(t)}{dt} = I(t) \quad (3.24)$$

$$Q(0) = Q \quad (3.25)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} Q = 0 \quad (3.26)$$

である．これをといて，

$$I(t) = I(0)e^{-\frac{t}{C7(R13-R14)}} \quad (3.27)$$

$$I(0) = \frac{Q(0)}{R13C7} \quad (3.28)$$

であるので，Output 端子での電圧は

$$V(t) = V(0)e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.29)$$

$$\tau = R13C7 \quad (3.30)$$

$$V(0) = \frac{R14}{2} \frac{Q}{\tau} \quad (3.31)$$

となる．時定数 $\tau = 470$ [μsec] であるので，およそ 20000 [pC] の入射に対して 1 [mV] 程度のベースライン（無信号状態の波高）の浮き上がり，オーバーシュートが発生する．時間 τ のスケールでの長期間に渡って信号が取得できない，あるいは実効閾値が異なるという問題が生じる．次図は 50000 [pC] の入射に対する回路の振る舞いのシミュレーション結果である．

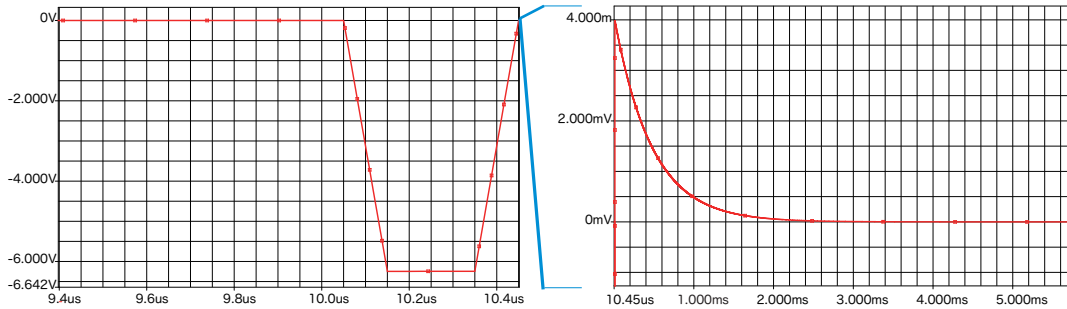


図 3.11: 17 インチ PMT, R7250 のブリーダ回路出力段の等価回路に 50000 [pC] を入射したときの信号のシミュレーション: 左側が信号本体で，右側がオーバーシュートである．左側では横軸の時間は 1 グリッドあたり 100 [nsec] で縦軸の電圧が 1 グリッドあたり 0.5 [V] であるのに対して，右側では横軸の時間は 1 グリッドあたり 200 [μsec] で縦軸の電圧が 1 グリッドあたり 0.5 [mV] である．図の間の青い線が対応する領域を示す．

3.4.2 KamFEE

フロントエンドエレクトロニクス (FEE, Front-End Electronics) は PMT からの信号を処理し，有用な波形のみを後段に転送するものである．よって，FEE のデザインは信号波形と信号頻度により大きく制限を受ける．前節の光電子増倍管で述べたように，通常 PMT からの信号は 1 光電子相当である．KamLAND での 5×10^6 ゲインの使用法において，1 光電子は 0.8 [pC] である．50 Ω

のターミネーションで信号を受けると、信号幅 30 [nsec], 振幅 2 [mV] 程度である。一方、高エネルギー宇宙線による信号は全ての PMT からそれぞれ 1,000 光電子以上に達し、1PMT あたりの最大光電子数は 10,000 を超える。この場合の信号は数 100 [nsec], 振幅は数 V である。最小信号を精度よく測定し、かつ最大信号を測定するためにはダイナミックレンジは 10^4 以上ある必要がある。

次に信号レートを考える。KamLAND においては通常 1 [MeV] を超えるイベントはおよそ 10 [Hz] 程度で発生する。一方 KamLAND ではニュートリノイベント以外の貴重なイベントの記録も期待できる。我々の銀河の中心で超新星爆発が発生すると、高エネルギーニュートリノが kHz で秒単位で続く。さらに KamLAND で陽子崩壊を観測するためには半減期 2 [μ sec] の間に 5 つの連続する事象が発生する。FEE はこれら全ての信号レートに対応した記録が行えなければならない。

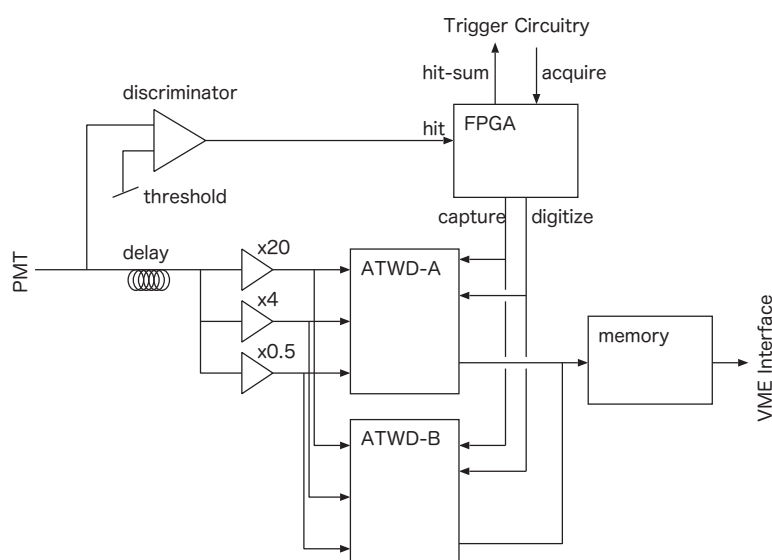


図 3.12: KamLANDFront-EndElectronics(FEE) ダイアグラム

KamFEE は上記性能を満たすよう、次の様な機構を持っている。1PMT 信号を 3 つにわけ、別個の信号増幅器による別個の増幅率により、1 光電子を精度よく記録できる電圧分解能と 25000 倍のダイナミックレンジを持っている。

波形の中の信号が記録されるべきかを判断するために各 PMT チャンネルごとにディスクリミネータが配され、閾値を超えるごとに FPGA(Field Programmable Gate Array) を通じて外部トリガ回路へヒット信号が送られる。全ての PMT からのヒット信号の数 (KamLAND では NSUM と呼んでいる) が閾値を超えるごとに、トリガ回路からふたたび FPGA を通して信号取得命令”capture”が発行される。ここまでに要する時間を考慮して、信号が通過するラインにはディレイが入れてあり、トリガがくるタイミングと信号が処理されるタイミングが同じになるように調節されている。信号処理は先に述べた別個の増幅を受けた後、KamLAND グループのローレンスバークレー国立研究所が参加して開発された ATWD(Analog Transient Waveform Digitizer) により、信号はアナログからデジタルに変換される。ATWD はキャパシタアレイとウィルキンソン型ランプ ADC を組み合わせている。増幅器によって増幅された信号は ATWD のキャパシタアレイに次々と保持さ

れていく。この段階でまず時間方向のデジタイズが行われる。“capture”命令がこない間はキャパシタアレイは次々に新しい信号の情報で上書きされていく。“capture”命令が来ると ATWD はキャパシタアレイへの信号入力を遮断して、次に“digitize”命令が来ると、それぞれのキャパシタの電圧を ADC によってデジタイズする。デジタイズされた波形は各チャンネルに装備されているメモリに記録された、要求に応じて VME バス上へコンピュータに向けて流される。

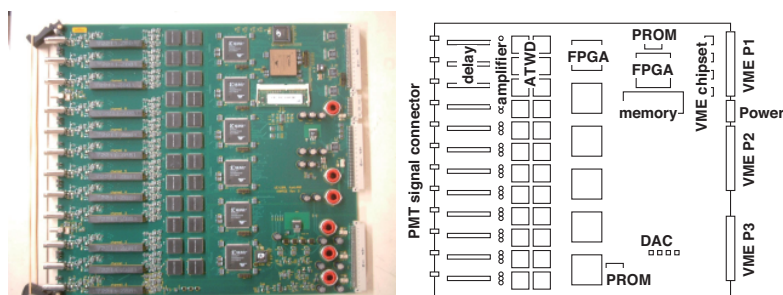


図 3.13: KamLAND Front-End Electronics (FEE)

3.4.3 トリガ回路

トリガ回路においては前述の各 FEE からの HIT 数 NSUM に応じたトリガや、外部からの命令に応じたトリガなど、20 種類以上のトリガが発行できるようになっている。

物理を目的に行われる run¹で最も重要になるものが、ID の NSUM に応じたトリガである。まず NSUM が N_{prompt} を超えると、Prompt トリガが発行され、そこから 1msec の間に NSUM が N_{delayed} を超えると Delayed トリガが発行される。これらの場合ともに“global acquisition”コマンドが送られ、波形が記録される。現在の通常の run では $N_{\text{prompt}} = 90, N_{\text{delayed}} = 90$ であり、それぞれ、0.45 [MeV] に相当する。

この他にも、

- OD に対して“acquire”コマンドを発行するトリガ
- “history”と呼ばれる、波形記録を伴わずに 25 [nsec] ごとの NSUM を 200 [nsec] に渡り記録するトリガ
- GPS に連動し、一定時間ごとに波形上の信号の有無にかかわらず波形を記録するトリガ
- 放射線源を用いたキャリブレーション用トリガ

などがある。

次図に PMT から FEE、トリガ回路に至るデータ取得のためのエレクトロニクスの全容についてまとめる。

¹KamLAND での一連のデータ取得のことを示す。通常 1run/1 日である。

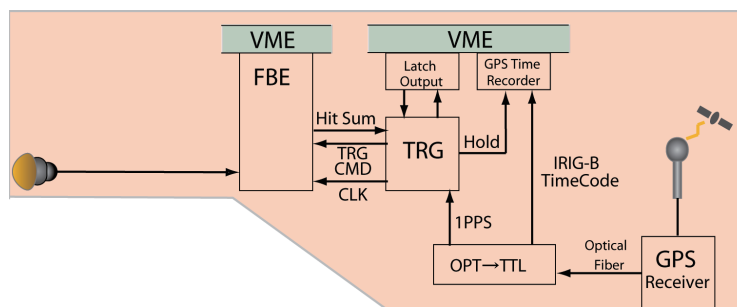


図 3.14: KamLAND のデータ収集系

3.5 キャリブレーションと精度

検出器内部で物理イベントが発生したときに信号が記録されるまでには、イベントが発生した地点から各 PMT までの距離がイベントごとに変わることによる信号到達時間のばらつき, PMT 毎の信号処理のばらつき, 同じく FEE, トリガの処理に要する時間のばらつき, ケーブルのディレイのばらつき等は, 同一イベントを同定し, 一つのイベントの発生時間とエネルギーを正確に見積もる上で最も重要である. PMT に届いた信号がどのように FEE から出力されるかを調べることは信号の電荷を調べる上で必須である. 低エネルギー領域 (1 [MeV]~8 [MeV]) での液体シンチレータのクエンチング効果等の影響による, 観測される粒子のエネルギーが実際の粒子のエネルギーと比べて減少する程度を調べることは, 観測から元の物理事象を導出するのに必要である. また, イベントの発生地点は PMT までの距離のばらつきによる光の減衰のばらつきや不純物の濃度による発光量および透過量の違いを生むため, 信号エネルギーの発生位置による違いを把握することは信号の正確なエネルギーを見積もる上で必須である. これら 4 点をそれぞれ較正することをタイミングキャリブレーション, ゲインキャリブレーション, エネルギーキャリブレーション, ヴァーテクスキャリブレーションという.

3.5.1 タイミングキャリブレーション

タイミングキャリブレーションには色素レーザーが用いられた. この色素レーザーでは 1.2 [nsec] 幅程度の光を出すことができるので, 正確なタイミングキャリブレーションが可能である. このレーザー光は先端に光り拡散ボールのついた光ファイバに投入される. キャリブレーションにおいては, この先端が検出器の中心にくるように前述の検出器上部のドームエリアにあるチムニーからつり下げられ, 各 PMT で同じ時刻にレーザー光を検出できるようにする. ここで検出された時間のばらつきは, NSUM の作成, 及び信号の時間情報作成において相殺される. 次にこのキャリブレーションによる 1 光電子信号イベントの時間情報精度の向上をまとめた図を示す. キャリブレーション前後の時間精度は FWHM で 14.5 [nsec] から 4.65 [nsec] に向上している.

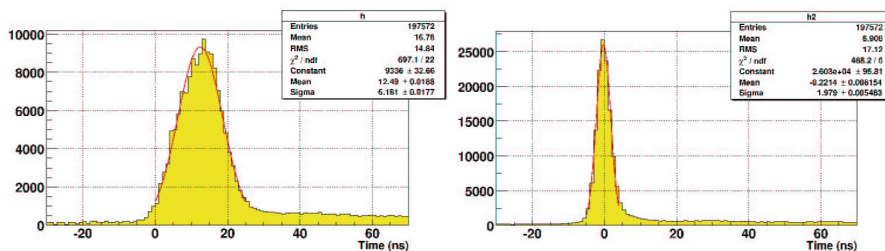


図 3.15: 1p.e. 信号のタイミングキャリブレーション. キャリブレーション前(左)と後(右)

3.5.2 ゲインキャリブレーション

PMT の信号増幅率, ゲインは印加電圧のべき乗に比例し, 同じ印加電圧においても, PMT ごとの特性からゲインも PMT ごとに異なる. 同様に FEE のゲインも電子回路の素子の設定値に対するばらつきから PMT チャンネルごとに異なる. さらに, これらの値は回路素子のエイジングにより, 経時変化する. このため, これらのゲインは定期的に測定し直されなければならない.

KamLAND においては全ての run においてその開始時にこのゲインキャリブレーションが行われている. 各 PMT チャンネルにおいて 1p.e. 信号が入射されたときの電荷のゲインによりゲインキャリブレーションが行われている. 次図は KamLAND データ取得開始時からのゲインキャリブレーションの結果である. 緑の線における不連続点はそれぞれ, エレクトロニクスのアップデート (2003, 1 月), 20 インチ PMT 使用開始 (2003, 2 月) および HV 用電源の交換 (2004, 1 月) である.

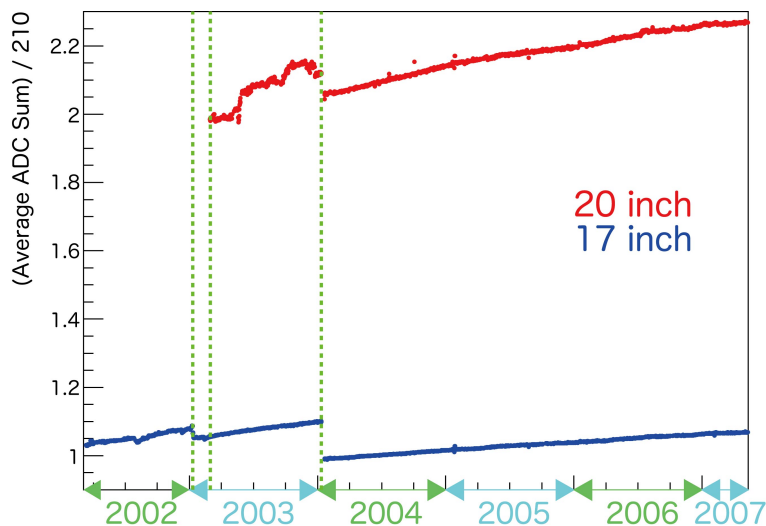


図 3.16: 17 および 20 インチ PMT における 1p.e. 信号のゲインキャリブレーションの結果

表 3.3: エネルギーキャリブレーションの結果

放射線源	ガンマの数	E_{real} [MeV]	E_{visible} [MeV]
^{68}Ge	2	0.511+0.511	0.875
^{65}Zn	1	1.11552	1.049
^{60}Co	2	1.173+1.333	2.357
p の中性子捕獲	1	2.22457	2.220
^{12}C の中性子捕獲	1	4.9468	5.142
Am/Be	1	7.652	8.032

3.5.3 エネルギーキャリブレーション

エネルギーのキャリブレーションには4つの放射線源 (^{68}Ge , ^{65}Zn , ^{60}Co , Am/Be) から放出されるガンマ線と陽子 (p) や、炭素原子 (^{12}C) による中性子捕獲時に生成されるガンマ線を用いる。各ガンマ γ 線から放出されるエネルギー (E_{real}) と観測されたエネルギー (E_{visible}) は次表のとおりである。これにより、低エネルギー領域 (1 [MeV]~8 [MeV]) でのエネルギーキャリブレーションが可能となっている。

3.5.4 ヴァーテックスキャリブレーション

4 π キャリブレーション

反応位置、ヴァーテックスのキャリブレーションとエネルギーキャリブレーションを行い、系統誤差を減らすために、2006~2007 に4 π キャリブレーションが行われた。それまでは KamLAND のドームエリアにあるチムニーから鉛直方向にのみ線源をおろして、キャリブレーションを行う、z-axis キャリブレーションが行われていたが、この4 π キャリブレーションにより、鉛直方向以外の (R, θ, ϕ) に対してもキャリブレーションが行われ、0.9 [MeV]< E <8.5 [MeV] のエネルギー領域で、半径 5.5 [m] の球内での位置精度が 3 [cm] 未満に向上した。

3.5.5 精度

これらのキャリブレーションの結果、現在の反応位置分解能は $\sim 12 [\text{cm}]/\sqrt{E [\text{MeV}]}$ 、エネルギー分解能は $6.5 [\%]/\sqrt{E [\text{MeV}]}$ になっている。

3.6 放射性不純物の除去

KamLAND の液体シンチレータやミネラルオイルは、ニュートリノ観測においてバックグラウンドノイズ源となる放射性不純物を含んでいる。その量は微量ではあるが、低エネルギーイベントの観測においてはその量は無視できない。そのため、それらを除去するための装置が必要となる。

3.6.1 初期純化

次図に、現在の KamLAND エリア内にある液体シンチレータとバッファオイルの純化装置を示す。

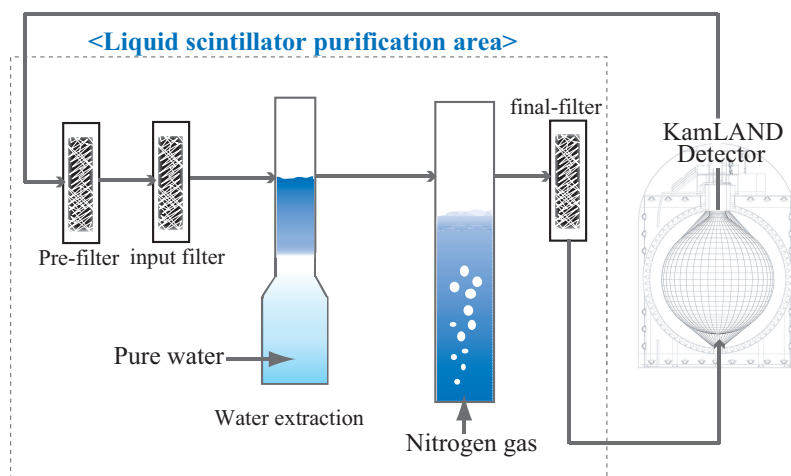


図 3.17: KamLAND の第一純化装置

純化装置は2つの系に分割されていて、液体シンチレータとミネラルオイル用にそれぞれのものがある。各系は KamLAND 施設内の坑道に設置された配管を通して KamLAND 検出器本体に接続されていて循環できるようになっている。系は、3つのフィルタと液液抽出塔、窒素パージ塔で構成されている。液体シンチレータを例にとると、まずフィルタにより液体シンチレータに含まれるほこりが取り除かれる。続いて液液抽出塔により液体シンチレータと KamLAND の純水エリアで製造された純水が混合攪拌され、液体シンチレータから不純物を取り除かれる。液液抽出法とは、互いに混じり合わない2液を攪拌し、一方の液に含まれる溶解物を分配係数の違いを利用して、他方に移す方法である。攪拌後の液体シンチレータと水は両者の密度差により、2層に分かれ分離される。このとき、放射性不純物のうち、イオンでいるものは純水の分子の極性により無極性である液体シンチレータから純水に移動する。KamLAND 実験での液液抽出は純水と液体シンチレータを互いの重力で向流させる単純なものであり、特別な化学操作無しに常温、常圧で行える長所がある。

窒素パージ塔は、液体シンチレータに窒素を送り込む装置であり、次の3つの効果がある。

- 液液抽出過程で混入した微量の水分をとばす
- 液体シンチレータに溶け込んでいる酸素ガスを追い出す
- 放射性希ガス元素である ^{222}Rn , ^{85}Kr , ^{39}Ar を追い出す

酸素を追い出す理由は、酸素クエンチングによる液体シンチレータの発光量の減少させる防ぐためである。

このような純化は KamLAND 建設時に行われたが、現在のように岩盤から発生するラドンの濃度を落とすために坑道の外から空気を導入することをしていなかったことや、配管の接続部のリークによる液体シンチレータへの ^{222}Rn , ^{85}Kr の混入などにより、放射性不純物が除去しきれていなかったか、または混入した可能性ある。これらの不純物はこれまでの反電子ニュートリノ観測においては問題とならなかったが、今後の太陽ニュートリノ観測のための低エネルギー領域でのバックグラウンドノイズ源となる。そのため、現在 KamLAND では新たな純化装置により低エネルギー領域における放射性不純物の除去を行っている。

3.6.2 第二純化：蒸留

低エネルギーニュートリノ観測のバックグラウンドノイズ源は次のものが有る。

- 液体シンチレータ中に含まれる ^{238}U や ^{232}Th の娘核
- 液体シンチレータ中に含まれる、あるいはバルーン保持のケブラ紐より滲出する ^{40}K
- 空気中から浸透した放射性希ガス ^{222}Rn とその娘核, ^{85}Kr や ^{39}Ar
- 岩盤や光電子増倍管から発生するガンマ線に起因する ^{208}Tl
- 高エネルギー宇宙線ミューオン由来の中性子
- 高エネルギー宇宙線ミューオンの原子核破碎反応によって生じた不安定核
- 液体シンチレータの主要元素、炭素の同位体 ^{14}C

次図に蒸留開始時の KamLAND で観測されたエネルギースペクトルを表示する。

図中赤字及び黒字で示した元素がニュートリノのバックグラウンドとなる。黒字で書かれてい

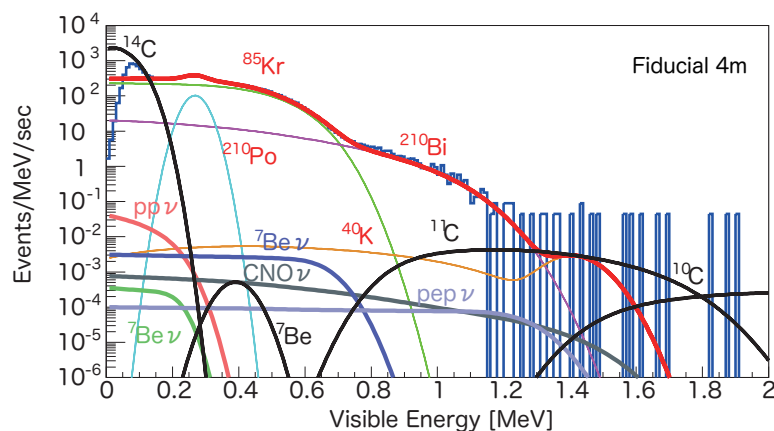


図 3.18: 蒸留開始前の 2 [MeV] 以下でのエネルギースペクトル

るうち、 ^{14}C もシンチレータ製造前の段階で十分に配慮を取ることではしか、減らすことはできない。

また, ${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$ は上記, 高エネルギー宇宙線ミューオンの原子核破碎反応によって生じた不安定核であり, 一定頻度で生じるこれらの不安定核を物理的に取り去ることは意味をなさない. ただし, これらを解析的に分別しようとするのが本研究の主題である. これについては後述する.

よって, 第二純化では残った赤字の放射性不純物を物理的に除去することを目指している.

赤字で書かれて放射性不純物のうち, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{85}\text{Kr}$ については前述した. 残りの ${}^{210}\text{Po}$ と ${}^{210}\text{Bi}$ を説明する. これらの放射性不純物は ${}^{238}\text{U}$ 崩壊系列に属するとともに, 同じく ${}^{238}\text{U}$ 系列に属する ${}^{222}\text{Rn}$ の孫核でもある. また, これらは次図のように連続して低エネルギーニュートリノ観測のバックグラウンドノイズとなるベータ線とアルファ線を放出する. 2度の崩壊の間の時間はエレクトロニク

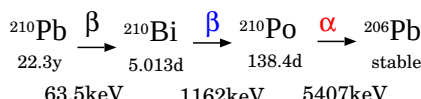


図 3.19: ${}^{238}\text{U}$ 崩壊系列の ${}^{210}\text{Po}$ と ${}^{210}\text{Bi}$ の反応

スで取得することは不可能なほど十分に長く, これらは物理的に除去されねばならない. このためには, まず ${}^{210}\text{Po}$ と ${}^{210}\text{Bi}$ を除かなければならないが, 同時にそれらの親核である ${}^{210}\text{Pb}$, およびそのさらなる親核 ${}^{222}\text{Rn}$ も除去しなければならない. さらにこれは外部からの侵入を防がねばならない.

第二純化においてはこのことから, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{85}\text{Kr}$, ${}^{39}\text{Ar}$, ${}^{210}\text{Pb}$, ${}^{210}\text{Po}$, ${}^{210}\text{Bi}$ 及び ${}^{222}\text{Rn}$ を除去することを目指す.

次図がこの純化装置の全容である. KamLAND から坑道に沿って配置された配管を通して引き

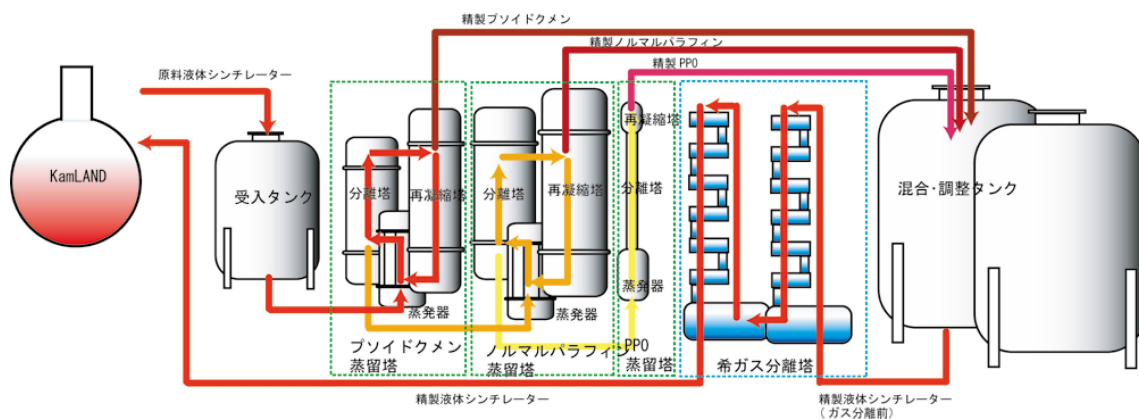


図 3.20: KamLAND の第二純化装置

込まれた液は「受入タンク」に入れられ, ここから温度の違う3つの蒸留棟を通して不純物を落とす. 蒸留棟では ${}^{40}\text{K}$, ${}^{210}\text{Pb}$, ${}^{210}\text{Po}$, ${}^{210}\text{Bi}$ の除去をターゲットとする. 次表は各棟の名前, 各棟における蒸留対象物質, 及び設定圧力, 温度である. 上表のように, 成分ごとの沸点の差を利用して蒸留を行う方法を分留という. 以下に詳述する.

表 3.4: 蒸留棟ごとの運用設定

PC 棟	プソイドクメン (PC, 沸点 169 °C)	圧力 1.6 [kPa]	温度 60 °C
NP 棟	ドデカン (NP, 沸点 216 °C)	圧力 2.2 [kPa]	温度 110 °C
PPO 棟	PPO(沸点 360 °C)	圧力 0.31 [kPa]	温度 180 °C

各々の蒸留塔で液体シンチレータはそれぞれの温度条件まで加熱される。PC 塔と NP 塔において、蒸留後の蒸気は凝縮塔に送られ、ここで凝縮しない成分には不純物が含まれコンデンサで冷却される。凝縮塔とコンデンサにより凝縮した液は再び蒸留塔に戻る経路を持ち、製品として取り出さずに各蒸留塔で自己循環する事が出来る。この自己循環により目的の物質を高い純度でかつ高い割合で原液から抽出することができる。NP 塔では蒸留後の残液 (NP+PPO) は PPO 濃縮塔に送られ加熱される。残液に僅かに含まれる NP は低圧下で蒸発して蒸留塔に戻り、濃縮された高温の PPO 液のみが PPO 塔に送られる。NP 塔で蒸留された製品の NP はバッファタンク後の熱交換器と冷却水で冷やされ、混合タンクへ送られる。PPO 塔で蒸留された蒸気成分の PPO は初めのコンデンサで冷却され、凝縮した PPO は再び PPO 塔に戻り自己循環される。凝縮されなかった成分は次のコンデンサで冷却され廃棄される。PPO 塔の蒸留後の残液は濃縮された ^{210}Pb 等の放射性不純物を含み廃液となる。製品である PPO は高温の液状で、途中 PC と混ざり溶けた状態で調整タンクへ送られる。製品の PC は蒸留後冷却され、PPO は PC に対して量が少ないので調整タンクで温度は低い状態となる。混合タンクでは蒸留後の製品の流量と調整タンクによって液体シンチレータの成分が調整される。調整による密度の精度は $1/1000[\text{g}/\text{cm}^3]$ であり、その後液体シンチレータはテフロン製のフィルターを通して窒素パージ塔へ送られる。

窒素パージ塔は放射性希ガス元素である ^{85}Kr , ^{39}Ar 及び ^{222}Rn を除去する事を目的としている。蒸留され、高沸点成分の不純物 (主として ^{210}Pb , ^{40}K) が除去された液体シンチレータがこの窒素パージ塔へ送られる。窒素パージ塔は希ガス除去性能の向上のため大型化されており、大量の高純度窒素が要求される。窒素流量は液体シンチレータ流量 $1.2 [\text{m}^3/\text{hour}]$ に対して $30 [\text{m}^3/\text{hour}]$ となっており、ポンプでパージ塔全体を $40 [\text{kPa}]$ に減圧している。このパージ塔は液体シンチレータと窒素の流れの向きが逆であるため、最も純度の高い窒素で最も放射性希ガス量の少ない液体シンチレータをパージ出来る 2 塔構造となっており、高い希ガス除去率が期待される。通常 20 倍の窒素流量ではラドン濃度は 20 [%] 程度にしか減少しないと考えられるが、減圧下であることとパージ塔の構造より $1/100$ 程度になることが期待されている。

ここで大量に消費される窒素が必要であるので、大規模な窒素製造装置が同時に建設されている。

こうして放射性不純物、及び放射性希ガスが除去された液体シンチレータは、更に目の細かいフィルターを通された後、KamLAND 検出器へ送られる。蒸留後の液体シンチレータの性質に問題があった場合、純化後の液は検出器へ送られずに再びバッファタンクへ送ることが出来、再度蒸留を行う事が可能となっている。蒸留装置の立ち上げ時にもこの経路で蒸留を行い各蒸留装置が安定稼働状態に入ったのを確認後、KamLAND 検出器から液体シンチレータが蒸留装置へ送られることになる。以上、液体シンチレータの蒸留速度は $1.2 [\text{m}^3/\text{hour}]$ であり、KamLAND の液体シンチレータを 1 サイクル蒸留するのに約 40 日を要する。

次にこの蒸留後に予測されるスペクトルを示す。赤の破線が蒸留で減少した放射性不純物であ

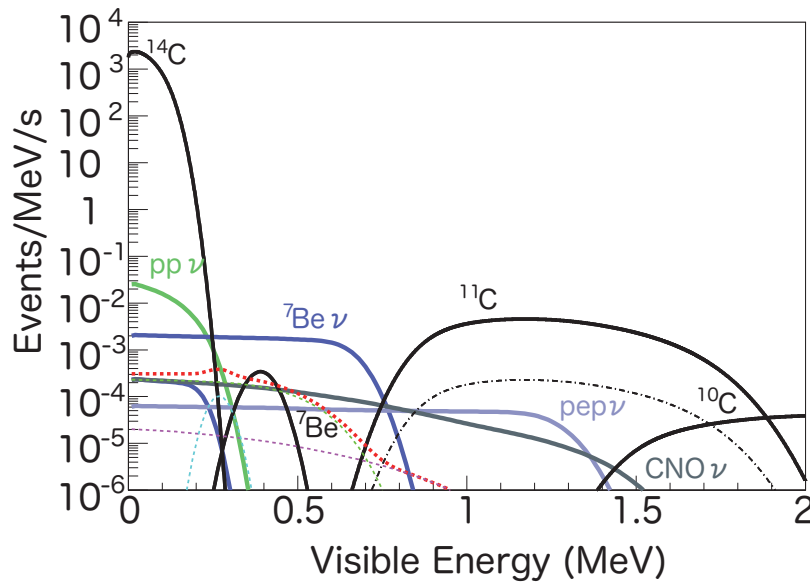


図 3.21: 蒸留後の予測スペクトル

る。まず 0.3 [MeV] から 0.7 [MeV] にかけてははっきりと ${}^7\text{Be}$ ニュートリノが見えている。私が目指す観測ターゲットである CNO ニュートリノ観測において次に問題になるのが ${}^{11}\text{C}$ で有ることが分かる。これは、蒸留において ${}^{210}\text{Bi}$ あるいはその親核の ${}^{210}\text{Pb}$, ${}^{222}\text{Rn}$ が除去された効果である。

3.7 CNO ニュートリノ観測のための ${}^{11}\text{C}$ タギング

蒸留後も残る放射性不純物 ${}^{11}\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^7\text{Be}$ は宇宙線ミューオンが液体シンチレータ中の ${}^{12}\text{C}$ などの原子核を破碎して多数の中性子と共に発生させた不安定核である。表 3.5 は KamLAND における原子核破碎により生成される不安定核である。これらはミューオン通過後に大きなバックグラウンドを作り出す。現在のフロントエンドエレクトロニクス (KamFEE) では前述のように ATWD 内部のキャパシタアレイとウィルキンソン ADC によって信号の AD 変換を行っている。このウィルキンソン ADC はランプ ADC に分類され、ランプ電圧がクロックごとに増加し、入力電圧と比較される。このため、電圧比較にかかる時間の分だけ ATWD への信号入力が遮断されるため、ここに不感時間、デッドタイムが生じる。このデッドタイムはおよそ 30 [μsec] である。ATWD は各 PMT チャンネルに 2 つずつ準備されており、片方がデジタイズ中はもう一方の ATWD が信号取得を担当するが、2 個を合わせても ~ 16.7 [kHz] ($1/60$ [μsec]) を超えるバースト信号は KamFEE では安定して記録できない。しかしながら、ミューオンの後に連続するイベントこの周波数を超えていて、全てを記録できない。現在の KamLAND では、記録できた一部の原子核破碎由来不安定核の崩壊がニュートリノイベントと混同されないように、解析的にミューオンの軌跡を再構成した後、ミューオン後の一定時間を以下のように解析しないこととしている。

- 低エネルギーミューオン ($Q \leq 40,000$ p.e.)
2 [msec] 全体積を Veto.

表 3.5: KamLAND における宇宙線ミューオンの原子核破碎により生成される不安定核 [23]

生成核	寿命	崩壊モード	エネルギー [MeV]	生成量 [events/day/kton]
^7Be	76.9 [day]	EC, γ (10%)	0.478	231
^{11}C	29.4 [min]	β^+	1.98	1039
^{10}C	27.8 [sec]	β^+	3.65	139
^6He	1.16 [sec]	β^-	3.51	19
^{11}Be	19.9 [sec]	β^+	11.5	2.4
^{12}B	29.1 [min]	β^-	13.4	
^8Li	1.21 [sec]	β^-	16.0	5
^9C	182.5 [msec]	β^+	16.5	5.5
^{12}N	15.9 [msec]	β^+	17.3	
^8B	1.11 [sec]	β^+	18.0	8
^8He	0.1717 [sec]	β^- (84%), $\beta^- + n$ (16%)	10.7	2.4
^9Li	0.2572 [sec]	β^- (50%), $\beta^- + n$ (50%)	13.6	2.4

- シャワーを伴わず, よく再構成されたミューオン ($Q > 40,000$ p.e. , $\Delta Q \leq 10^6$ p.e., badness ≥ 100)
2 [msec] 全体積を Veto, 2 [sec] 軌跡にそって半径 3 [m] の円柱状体積を Veto.
- シャワーを伴うミューオン ($Q > 40,000$ p.e. , $\Delta Q > 10^6$ p.e.)
2 [sec] 全体積を Veto.
- 再構成に失敗したミューオン ($Q > 40,000$ p.e. , badness ≥ 100)
2 [sec] 全体積を Veto.

ただし, Q は全 17 インチ PMT でのエネルギーで, ΔQ は残留電荷である. 残留電荷とはミューオン事象によって観測されたエネルギーから最小電離エネルギーとチェレンコフ光のエネルギーの合計を引いたものである. badness はミューオンの再構成のクオリティの低さの指標である.

このような イベントカット条件により, 現在の KamLAND ではミューオン直後の解析が行えない.

3.7.1 デッドタイムフリーエレクトロニクスと ^{11}C タギング

前節, 液体シンチレータの純化で述べたように, 蒸留による放射性不純物の低減後に 0.8 [MeV] 以上の領域で, CNO ニュートリノ観測のバックグラウンドとなるのはミューオン原子核破碎反応由来の ^{11}C の崩壊事象である. 物理的に除去できないこの放射性不純物を除去するためには解析手法に頼らざるを得ないが, 前述のように現在の KamLAND においてはミューオン後の信号を精度よく記録できないため, ^{11}C の崩壊事象とミューオンを関連づけ, CNO ニュートリノと分離することができなかった.

表 3.6 に ^{12}C の ^{11}C への破碎モードと KamLAND におけるミューオン平均エネルギーにおけるそれぞれのモードの比率をまとめる.

表 3.6: KamLAND における ^{11}C の生成反応 [12]

E_μ [GeV]	285
Process	Rate [$10^{-4}/\mu/\text{m}$]
$^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p} + \text{n})^{11}\text{C}$	4.9
$^{12}\text{C}(\text{p}, \text{d})^{11}\text{C} *$	0.5
$^{12}\text{C}(\gamma, \text{n})^{11}\text{C}$	33.3
$^{12}\text{C}(\text{n}, 2\text{n})^{11}\text{C}$	7.0
$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ + \text{n})^{11}\text{C}$	0.9
$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^0 + \text{p})^{11}\text{C} *$	1.9
$^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^- + \text{n})^{11}\text{C}$	3.6
$^{12}\text{C}(\text{e}, \text{e} + \text{n})^{11}\text{C}$	0.4
$^{12}\text{C}(\mu, \mu + \text{n})^{11}\text{C}$	2.4
invisible channels *	2.4
Total	54.8
1σ systematic	4.4

表 3.7: 各太陽ニュートリノ観測検出器でのミュー粒子のフラックス (Φ_μ), その平均エネルギー ($\langle E_\mu \rangle$), 中性子捕獲イベント発生レート (N), 予測 ^{11}C 生成レート (P)[12]

	Depth [m.w.e.]	Φ_μ [$\mu/\text{m}^2\text{h}$]	$\langle E_\mu \rangle$ [GeV]	N [cts/d/100 tons]	P [cts/d/100 tons]
KamLAND	2700	9.6	285	300	107
Borexino	3800	1.2	320	40	15
SNOlab	6000	0.012	350	0.43	0.15

注目すべきことは $(1 - (\text{invisible channels}) / \text{Total}) = 95.6\%$ で ^{12}C の ^{11}C の破砕モードが中性子を付随していることである。これらの中性子が陽子に捕獲される事象を全て検出できると、同時に生成される ^{11}C が後に同じ位置で崩壊を起こした際に、その反応がニュートリノイベントではなく、 ^{12}C がミューオンに破砕されてできたものに由来すると分かる。

このようにミューオン、直後の中性子の陽子による捕獲、 ^{11}C の3事象により、 ^{11}C を同定する方法を ^{11}C タギングという。

次表に、いくつかの低エネルギー太陽ニュートリノ観測を目指す検出器における、ミューオン事象のフラックスと ^{11}C のレートを示す。KamLAND ではこれらの検出器の中では最も地中浅く位置し、ミューオンのフラックスが最も大きい。KamLAND では ^{12}C 破砕由来の中性子の陽子による捕獲イベントの発生予測数は 3000 [events/day] である。一方シャワーを付随するミューオン事象は 0.02 [Hz] であり、シャワーを付随するミューオン事象につき、平均 1.7 個、最大 60 個程度のミューオンが発生する。

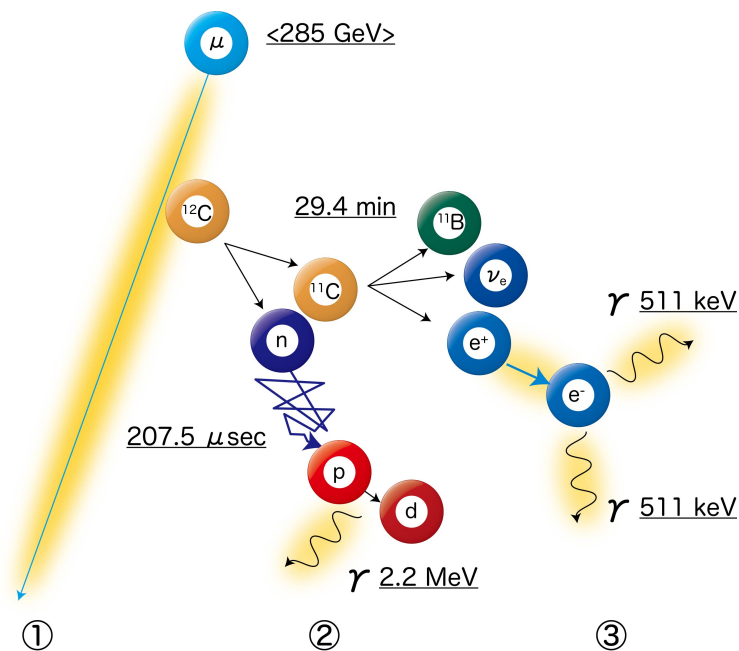


図 3.22: ^{11}C タギングの手法. 1, 2, 3 の遅延同時計測により位置相関から ^{11}C の反応であると特定する.

3.8 信号波形特性と信号頻度

この節においては, エレクトロニクス開発における性能の設定に必要な PMT からの信号の特性についてのべる.

3.8.1 ノイズレート

前述のように KamLAND は液体シンチレータ観測用に 1800 本あまりの PMT を用いている. 通常我々は 1p.e. 信号にたいする閾値を 1p.e. 信号の振幅分布とノイズ信号の振幅分布の境界におく. 現在のその値は 1p.e. 信号の波高に対して 1/4 程度である. この場合に各 PMT がどれほどの信号レートを持っているのかを表したものが次図の左側の図である. 各 PMT の信号レート, Single Rate はおよそ数 10 [kHz]~ 数 100 [kHz] 程度であることが分かる. 一方, これら PMT からの信号をエレクトロニクスで処理した結果, NSUM が 90 を超えるレートは前図右側に表され, 100 [Hz] 程度である. これは 0.45 [MeV] より低いエネルギーの信号レートが全レートの 99.9 [%] であることを示す. 0.45 [MeV] 以下のエネルギーに関しては前述の ^{14}C からのバックグラウンド事象各 PMT が熱ノイズや, 偶発的に飛び込んだ電荷を増幅して発する非同期のノイズ信号を含む. エレクトロニクスの設計においては, 非同期ノイズが PMT の Single Rate より十分に小さいこと, および同期ノイズが 100 [Hz] より十分に小さいことが必要である.

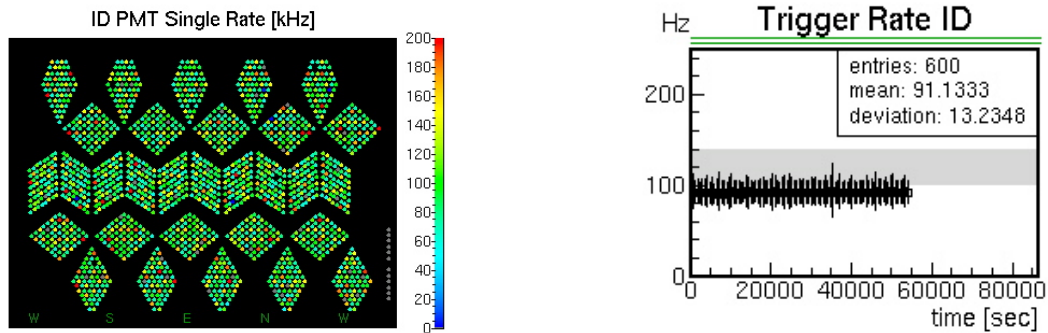


図 3.23: PMT のシングルレート (左) とトリガが掛かったイベントのレート (右).

3.8.2 1p.e. イベント

次に最小信号の波形を示す.

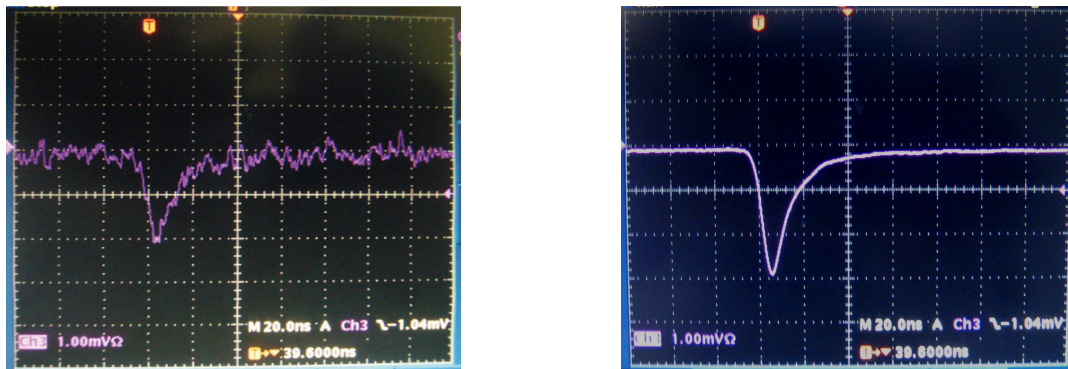


図 3.24: 典型的 1 光電子信号 (左) と 1 光電子信号平均信号 (右). ともに 1 グリッドは (20 [nsec], 1 [mV])

左側は典型的な 1p.e. 信号波形であり, 右側は閾値 1.04 [mV] において 512 回の平均化信号である. 信号の立ち上がりには要する時間は ~ 8 [nsec], その間のスルーレート Slew Rate は ~ 0.4 [V/ μ sec] である. この平均化信号の周波数特性を次図において示す. ただし, 縦軸は 1 [MHz] で規格化している. 信号自体の周波数帯域 (Gain = -3 [dB], 0.707 での周波数; 図中緑色の線が -3 [dB] 線) は 10 [MHz] 程度であるが, 信号のエネルギーの全体のエネルギーに対する比率 (青色) は 34 [MHz] 以下で 90 [%], 68 [MHz] 以下で 99 [%] が含まれる. よって, 高周波に渡って正確なエネルギーを再現するためには 68 [MHz] 以上の帯域を持ったエレクトロニクスが必要となる.

3.8.3 ミューオンイベント

ミューオン信号は振幅の増加にしたがって信号の立ち上がりが 1p.e. 信号の立ち上がりに対して遅くなっていく. これは 1p.e. 信号がほとんど空間的に広がりを持たずに発生するのに対して, ミューオンの場合は検出器の中で長い軌跡をひき, その間信号を出しつづける. このような空間的に広がった信号源からの信号が 1 PMT に畳み込まれて入射されるため, 立ち上がりが遅れるものと考え

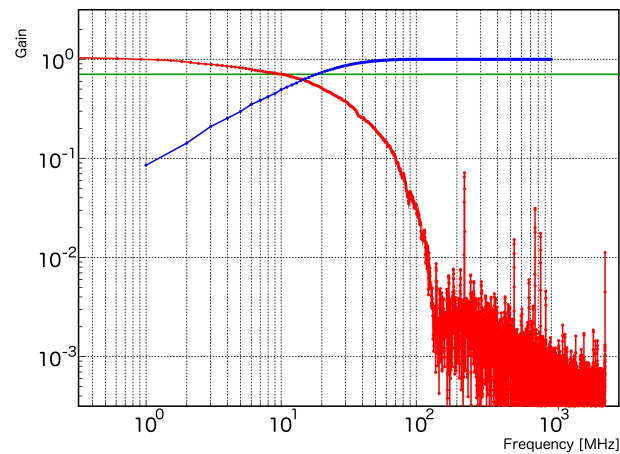


図 3.25: 1p.e. 信号の周波数特性. 赤色が信号の周波数, 緑色が-3 [dB], 青色がその周波数までに含まれる信号のエネルギーの割合を示す.

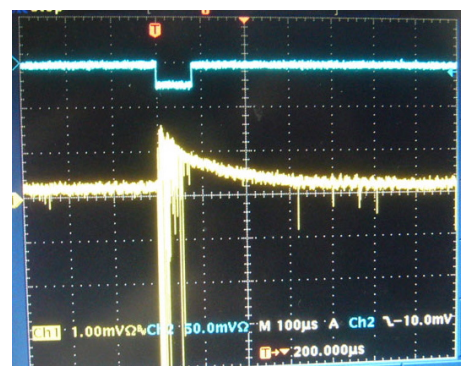
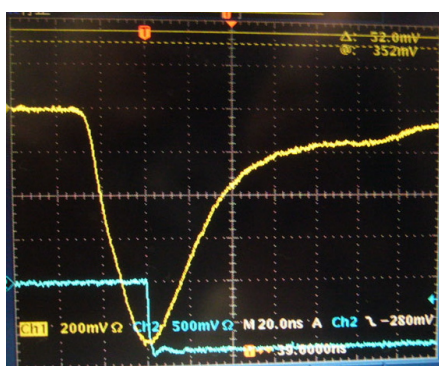


図 3.26: 典型的ミューオン信号 (左) とミューオン信号後ベースライン変動波形 (右). グリッドは (20 [nsec], 200 [mV])(左), (100 [μ sec], 1 [mV])(右)

えられる。このようなミュオン信号において、立ち上がり時間は20~40 [nsec]である。また、次図に示すように、信号振幅は最大8 [V]を超える。このような信号の場合の立ち上がりスルーレートは400 [V/ μ sec]に達する。一方、次図に示すように、ミュオン信号の周波数特性は1p.e. 信号に対

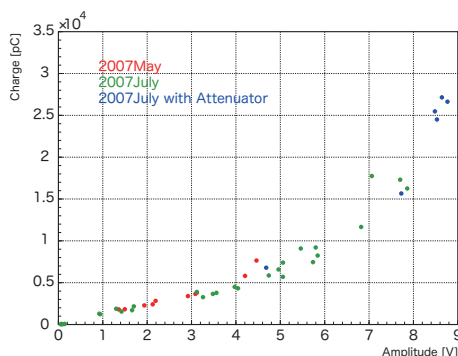


図 3.27: 1PMT に入射する大電荷信号における信号波高. 横軸が入射信号の振幅 [V] で縦軸がそのときの信号の電荷 [pC] である.

して比較的緩やかである。周波数帯域は3.2 [MHz], 99 [%] のエネルギーを持つ周波数は32 [MHz] である。

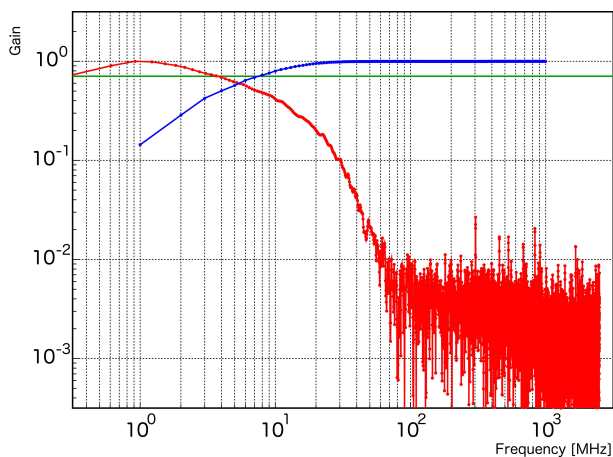


図 3.28: 信号振幅 ~V サイズのミュオン信号の周波数特性. 赤色が信号の周波数, 緑色が-3 [dB], 青色がその周波数までに含まれる信号のエネルギーの割合を示す.

これらのことから、信号を再現するためのエレクトロニクス特性としては、ノイズレートは1 [kHz] 以下であること。周波数帯域は68 [MHz] 以上であること。信号振幅1 [mV]~10 [V] を精度よく測定できること。そのために電圧分解能は0.1 [mV] 程度であること。スルーレートが400 [V/ μ sec] 以上であること。が必要である。一方ミュオン信号における様な巨大なエネルギーを落とす事象においては、上図に示した様な信号後のベースラインの変動が生じる。これは前述の PMT のブリーダ回路出力段における DC カットの HPF の影響である。このようなベースライン変動をオーバーシュートと呼ぶが、この振幅の大きさは信号本体の電荷に比例する。上図のように実際に観測

できた最大電荷は1PMTあたり30,000 [p.e.]にせまる。このとき、振幅の大きさは、2.6 [mV]程度になる。この場合、1p.e.信号がオーバーシュートに乗ってしまうと、その信号の最大部分ですら、ベースラインよりプラス側に有るという状態になり、ヒットの閾値を超えず、記録されないこととなる。このようなことは前述のCNOニュートリノ観測を可能にする ^{11}C タギングを困難にする。よって、エレクトロニクスとしてはPMTによってできたオーバーシュートをヒット判定前にベースラインに戻さなければならない。さらに ^{11}C タギングに必要な中性子捕獲反応の観測はミュオンイベント後1 [msec]の間に最大60個まで可能でなければならない。以上がエレクトロニクスに求められる必須要件である。

第4章 新電子回路のデザイン

4.1 要求されるエレクトロニクス特性

エレクトロニクスの基本的要件は, ”前段”にある信号発生源からの情報を落とすことなく記録することである. KamLAND においては”後段”の信号解析のために, 信号のエネルギーと発生時間を正確にかつ高い分解能を以て記録することが重要である. このためには信号を形を崩すことなく, またその発生源由来の分解能を悪化させることなく記録することが必須である.

本新電子回路においては上記の基本的エレクトロニクス性能の他に, CNO サイクルニュートリノ観測のためのデッドタイムフリー特性と大信号通過後のベースラインの安定化が大きなポイントとなる. 信号を受け取るアナログ信号処理, そのアナログ信号をデジタルに変換するデジタル信号処理, およびデジタル化されたデータの収集・転送の各段階について3章の結果より次の特性を実現することを目指した.

- アナログ信号処理特性
 - － ベースライン安定化時間: $1 [\mu\text{sec}]$
 - － 電圧領域 (ダイナミックレンジ): $10 [\text{V}]$
 - － 周波数帯域: $68 [\text{MHz}]$ ($-3 [\text{dB}]$)
 - － ゲイン誤差: $< \pm 5 [\%]$
- デジタル信号処理特性
 - － 不感時間ゼロ A/D(アナログ/デジタル) 変換
 - － 最小電圧分解能: $0.1 [\text{mV}]$
 - － 最小時間分解能: $1 [\text{nsec}]$
 - － サンプリングレート: $160 [\text{MSPS}]$
- データ収集・転送系
 - － デッドタイムフリー

システム全体としては, アナログ入力, アナログ/デジタル変換, データ処理, という既存エレクトロニクス同様の構成になることから, 1 ボードに対する信号入力を 12 チャンネルとし, 9U ボードを作成することとした. また, ボードからのデータ出力においても高速性と汎用性を考え既存エレクトロニクス同様, VME バスを利用することとした.

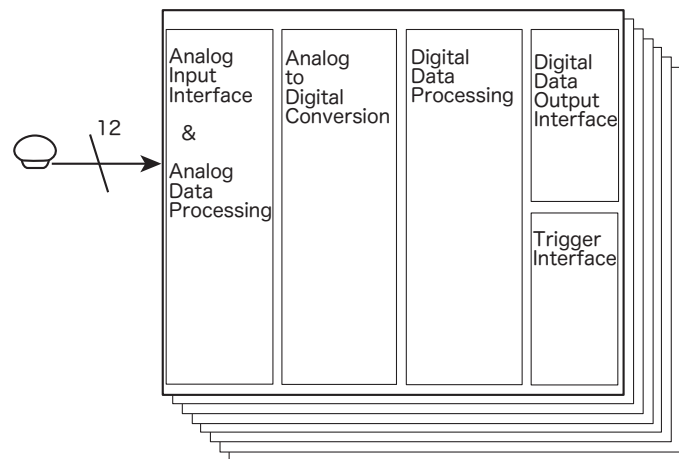


図 4.1: ボード基本デザイン

4.2 信号デジタル変換機能のデザイン

信号はまずアナログ情報としてエレクトロニクスに入るが、この情報はコンピュータで処理できるようにデジタル情報に変換されなければならない。このアナログ／デジタル (A/D) 変換を担う素子は ADC (Analog to Digital Converter) と呼ばれる。現在 KamLAND において使用しているエレクトロニクスでは第 3 章で述べたようにキャパシタアレイと Wilkinson 型 ADC の組み合わせによるデジタイザ, ATWD (Analog Waveform Transient Digitizer) をチャンネルあたり 2 個用いることにより、高速、低不感時間を達成している。しかしながら、同じく第 3 章で述べた大信号後の信号頻度特性から、本エレクトロニクスの開発目的である CNO サイクルニュートリノ観測のためには実質的な不感時間の解消が求められる。

4.2.1 FADC

我々はデッドタイム解消のための最大のボトルネックとなっていた A/D 変換に要する時間を低減するために、最も高速で動作する ADC, Flash 型 ADC (FlashADC, FADC) を用いることとした。FADC の基本ダイアグラムは次図のとおりである。

FADC は等間隔に分圧された基準電圧の各電圧と入力電圧をコンパレータにより比較し、その結果をエンコーダでまとめて n ビットの情報とする。コンパレータでの各比較に要する時間が 1 クロックしか要しないことから高速動作が可能となっている。ただし、FADC は n ビットの電圧分解能を得るために、 2^n 個のコンパレータを必要とするため、高い分解能を擁する FADC には高消費電力、大ダイサイズ、高価格というデメリットがついて回る。我々が FADC に求める分解能は 0.1 [mV] であるが、一方で最大アナログ信号、 10 [V] のダイナミックレンジを達成するためには、 $10,000 \text{ [mV]} / 0.1 \text{ [mV]} = 100,000$ の分解能が必要であり、これは 17 bit ($131,072$) の分解能が必要であることを示す。このような高分解能の FADC は現時点においても存在しない。このため、我々は一つのアナログ入力に対して、複数の ADC を用いて最小電圧分解能とダイナミックレンジを両立させることとした。具体的には、まず 1 つのアナログ入力を 4 つの増幅器に分配し、それぞれの

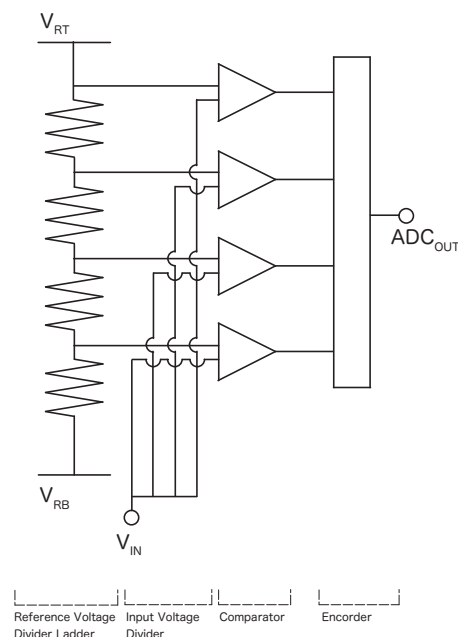


図 4.2: 2bit FADC の基本ダイアグラム

増幅器に対して別個に設定した増幅率で適宜信号を増幅・減衰させる。それら増幅された出力を ADC に入力し、ADC の 1 bit に対応する電圧が ADC ごとに異なる値となるように設定した。この方法により、各 FADC は一般的な 8 ビットのものを選択することができた。なお、各 ADC の担当する電圧領域の小さい順、あるいは電圧分解能の高い順に、P, H, M, L ゲインチャンネルと呼んでいる。

次に、これらの FADC に必要とされるサンプリングレートを考える。通常我々は信号の開始時点を持って信号の時間とする。このため、信号の開始が精密に観測できる最小電圧領域を担当する FADC, P ゲインチャンネルにおいて高時間分解能 1 [nsec] が達成されなければならない。つまり P ゲインチャンネルにおいて 1 [GSPS] (毎秒 1 ギガサンプル:1 [nsec] 間隔) のサンプリングレートを持つ FADC が必要である。一方で P ゲインチャンネルより大きな電圧領域を担当する, H, M, L ゲインチャンネルにおいては、信号を再現するに足るサンプリングレートがあれば十分である。実際、H, M, L ゲインチャンネルの電圧領域では、信号波形が最も早く変化する信号立ち上がりの遷移時間が 10~20 [nsec] であることから、200 [MSPS] (毎秒 200 メガサンプル:5 [nsec] 間隔) のサンプリングレートを持つ FADC が必要である。また、このサンプリングレートは信号周波数帯域によって規定される必要サンプリングレートを満たす。実際に我々が選択した FADC は、

P ゲインチャンネル用	: ATMEL 社製 AT84AD001B
H, M, L ゲインチャンネル用	: National Semiconductor 社製 ADC08200

である。P ゲインチャンネル用の FADC は耐ノイズ性の向上を考えて、差動入力 of の物を選択した。差動ラインにおいては外部からの同相ノイズの流入を相殺できるからである。またこの FADC は 2 チャンネル入力であるため実装面積を削減することが可能である。

使用方法の仕様の詳細は次表のとおりである。

表 4.1: FADC のゲインごとの仕様

ゲイン	ADC			分解能	電圧領域	増幅率
	サンプリング レート	分解能	入力電圧			
P	1 GSPS	8 bit	0~0.5 [V] 差動	0.1 [mV]	0.1 [mV]~20 [mV]	× 20 (実効 ×120)
H	200 MSPS	8 bit	0~3.0 [V]	0.5 [mV]	0.5 [mV]~100 [mV]	× 24
M	200 MSPS	8 bit	0~3.0 [V]	5 [mV]	5 [mV]~1 [V]	× 2.4
L	200 MSPS	8 bit	0~3.0 [V]	50 [mV]	50 [mV]~10 [V]	× 0.24

4.3 データ収集系のデザイン

次に問題となるのが FADC によって生成される情報の転送と記録である。既存エレクトロニクスにおける ATWD の信号デジタル化はトリガ信号を受け取ってから行われるため、情報が既に間引かれている。一方で本新規エレクトロニクスにおいてはデジタル化はトリガ信号による選別を待つことなく行う。これは FADC にそれを可能とする能力があるからに他ならないが、この結果として 1 チャンネルあたり毎秒 1.6 GByte ものデータが生成されることとなる。このうちの 99.99 [%] 以上は物理信号以外の情報であるから、これら全てを記録することは無意味である。したがって、我々はトリガ信号によりデータが記録されるべきか否かを判定するまでの間、一時的にデジタルデータを記憶しておく必要がある。我々はこの用途に対して FPGA(Field Programmable Gate Array)を利用することとした。FPGA はそのフレキシブルなプログラム性から、メモリとしてだけでなく、DSP(Digital Signal Processor)としても利用できる。我々はこの FPGA の特性を生かし、次の様な機能を FPGA にプログラムしている。

- 一時的データ記憶
- 閾値を超えたデータに対する HIT 信号の生成
- 各ボードごとの HIT 信号の合計 (HITSUM) の生成と外部への出力
- 外部からのトリガ（通常全ボードの HITSUM に依存する）の受け取り
- トリガによって指定された領域のデータのフレーム化
- トリガによって指定された場合の上記データのデータ量低減
- ボード上でのフレーム化されたデータの保存場所である SDRAM とのデータ送受信
- ボードから外部へのデータ転送を担う VME へのデータ送信

さらにこれらに加えて次の様な有用な機能も付け加えている.

- 各チャンネルごとの HIT 信号の生成数の毎秒ごとのカウントアップ
- 各チャンネルごとの HIT 信号の生成された時間データのフレーム化と SDRAM/VME への送信
- ベースライン計算

なお, FPGA の容量による制限から, 我々は3つの FPGA を組み合わせて用いることとした.

4.3.1 Front-End FPGA

Front-End FPGA(FEF) は ADC のインターフェース, HIT 信号の生成, トリガを受けた後のデータの低減およびフレーム化を担当する. 図のように FEF は2種類の FIFO (First In, First Out) を

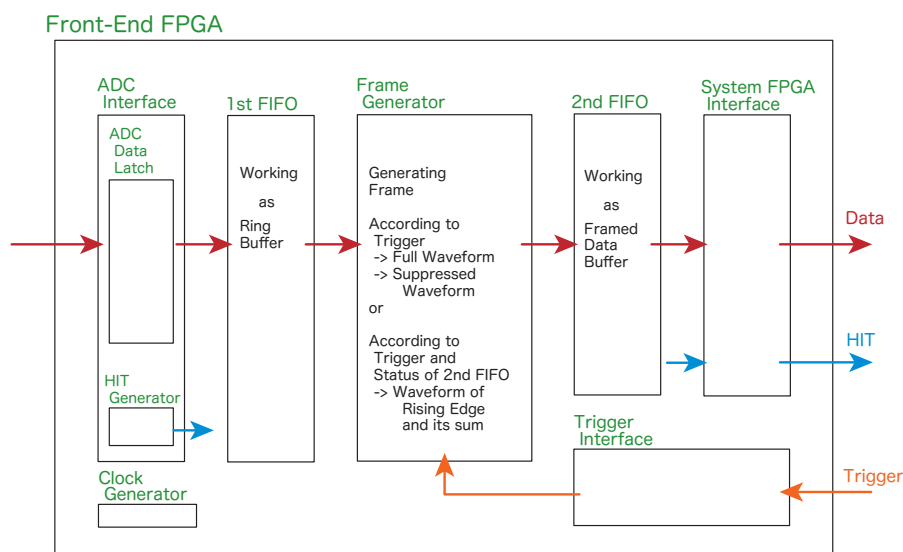


図 4.3: Front-End FPGA 機能ブロック図

内蔵している. 一段目の FIFO は, FADC の出力データをリングバッファとして連続的に記録しつづける. この FIFO のサイズは 250 kByte であり, 10 μsec の連続した信号が記録でき, トリガタイミングから最高 10 μsec さかのぼってデータを記録することができる. 10 μsec の間に読み出されなかったデータは自動的に次のデータによって上書きされる. 2 段目の FIFO は Frame Generator によってフレーム化されたデータを一時的に記録する. 波形のフレーム化は通常トリガによって指定された形で行われる. トリガは2種類からなり, 指定ウィンドウ幅の波形を全て記録するモード (AcquireRange) と指定ウィンドウ内に発生したイベントの時間及び電荷情報を正確に記録するのに十分な波形のみを記録するモード (AcquireHit) がある. 双方において, トリガタイミングに応じた時間情報 (Timestamp) および Timestamp からイベント開始までの時間差 (LaunchOffset) が記録される. 2 段目の FIFO において前段からのデータ入力レートが後段からの読み出しレートより大きく, FIFO に残されているデータが大きくなりすぎた場合 (FIFO-Almost-Full) は, データ解

状態	トリガ	記録情報
通常	AcquireRange	指定ウィンドウ幅内の全ての波形 Timestamp と LaunchOffset
	AcquireHit	指定ウィンドウ内で発生したイベントの時間電荷情報を 正確に記録できる最小限の波形 Timestamp と LaunchOffset
FIFO-Almost-Full	any	指定ウィンドウ幅での立ち上がり波形と全波形の積分値 Timestamp と LaunchOffset
FIFO-Full	any	Timestamp

表 4.2: 波形（データ）記録方法

析に必要な、時間電荷情報を保存できるよう、立ち上がり波形と波形の積分値のみを記録するようにする。さらにこの FIFO のデータ記憶領域が埋まってしまった場合 (FIFO-Full) には、Timestamp のみが記録される。AcquireHit におけるデータ記録の方法は以下のとおりである。指定されたウ

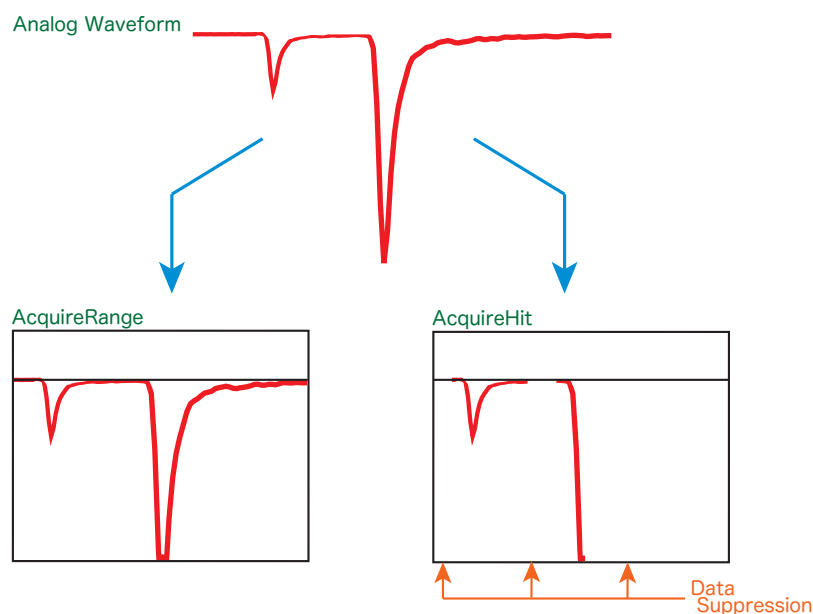


図 4.4: 信号波形の記録方法の例

インドウ幅 (EventWindowLength) において

- 波形が設定した閾値 (AcquisitionThreshold) を超えた点から設定したサンプル数 (PrecedingContextLength) さかのぼって記録を開始 (Start) する。
- 波形が設定した閾値 (StopThreshold) よりベースライン側に戻った点から設定したサンプル数 (ProceedingContextLength) 記録を継続して終了 (Stop) する。

- 波形記録中に波形が飽和した場合, 再び信号が設定した閾値 (StopThreshold) よりベースラインに復帰するまで波形記録を中断 (Suspend) し, 新たに記録を開始しない.
- PrecedingContextLength と ProceedingContextLength により記録波形が EventWindowLength から超えることは可能であるが, 最長の信号幅 (MaximumSignalLength) に達した場合は記録を終了する.

これらをまとめた物が次のステートマシンである. 信号が記録に足る大きさにならないうち, あ

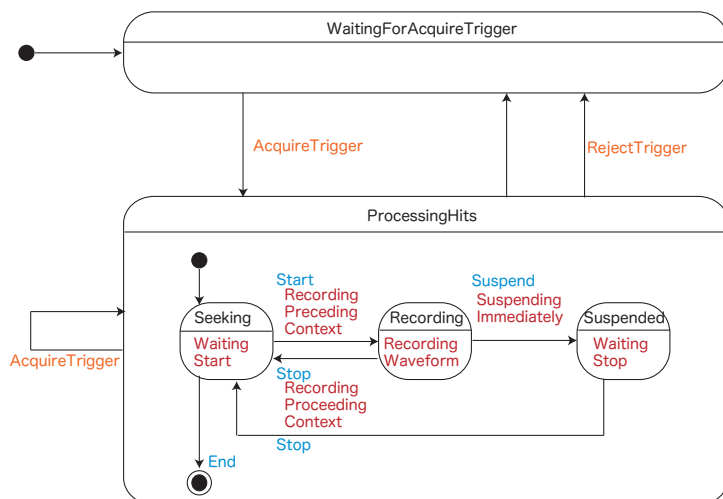


図 4.5: Acquire Hit ステートマシン

るいは信号が飽和してしまった後に記録を中断することはゼロサプレッションと呼ばれ, データ量を大きく削減することを可能とする. なぜなら KamLAND の PMT からの信号の 99 [%] 以上が P ゲインチャンネルの最大値 20 [mV] 以下であり, 同様に 98 [%] 以上が 1p.e. 信号である. この場合, M, L ゲインチャンネルは記録に足る振幅に達しないため記録は行われないし, 記録の主体となる P, H ゲインチャンネルにおいても非常に短い信号部以外はベースラインと見なせることから記録を免れ, 大きなデータ低減が見込まれる. 一方 P ゲインチャンネルが飽和する様な場合は H, M, L ゲインチャンネルの波形の記録の必要が生じるが, 1 GPSP のサンプリングレートを持ち, 1 クロックあたりのデータ量が H, M, L ゲインチャンネルの合計の 1.7 倍にもなる P ゲインチャンネルの記録が中断されるため, この場合も大きなデータ低減が見込まれる. 既存エレクトロニクスにおけるウィンドウ 196 [nsec] を指定ウィンドウ幅 (EventWindowLength) とすると, およそデータ量は 2 割程度に削減される.

このように, 我々は FPGA の高いプログラム性を用いて, 柔軟な記録方法を組み立てた. 通常の DAQ においては AcquireHit を用いてデータの低減を行いデッドタイムフリー性を高めることができ, またいかなる高レートの信号に対しても, 全ての情報が失われることがない様に自動で記録モードを変更するよう設計している.

FEF のデータ一時記憶, 転送性能シミュレーション

上記の様な設計に対して FEF のバースト信号に対する耐性を確かめるため, シミュレーションを行った. 信号としては, まずミューオン信号が入射し, その後 210 μsec の時定数で 200 個の中性子事象が生じた時を考える. ただし, ミューオンの波形記録長は, 後段の System FPGA の FEF Interface FIFO の最大容量である 2000 μsec とし, その後の中性子の波形記録長は 3 フレーム, 60 μsec とした. この結果を図 4.6 に示す. 図中, 青色の線が FEF の 2nd FIFO に保持されているデータサイズで, 縦軸 256 の点線が上限である. また, 赤色の線が FIFO への書き込み, 緑色の線が FIFO への読み出しである. 最大記録長までミューオン信号を記録し, 実際の最大中性子発生数の 3 倍を超える中性子発生数を記録するこのシミュレーションに対しても, 全てのデータがあふれることなく記録できていることが分かる.

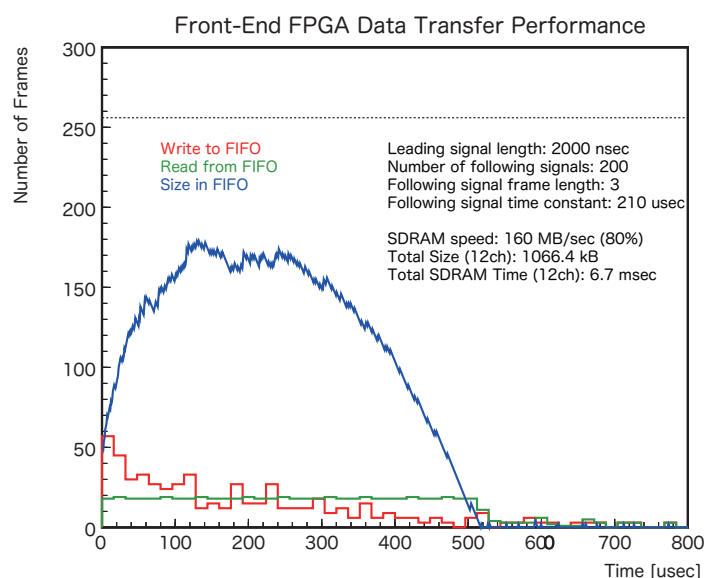


図 4.6: FEF 性能シミュレーション

4.3.2 System FPGA

各 FEF から転送されるデータをイベントごとにまとめ, ボード上の SDRAM に記録する, あるいは VME バスに転送する役割を果たすのが System FPGA である. System FPGA には, この他に次の様な機能を与えた. 信号の HIT 情報のみを集めたデータフレームの生成とその記録及び転送を行う. またボード全体での HITSUM の作成とその転送, 外部トリガからのトリガ受付と FEF へのトリガ転送を行う.

- ベースラインスキントリガを発行し, 信号を取り除いた領域のバイアス値であるベースライン (ペDESTALとも呼ばれる) を計算する.

本新規エレクトロニクスにおいては, HIT 信号生成もデジタルで行うことが基本であるため, ベースラインの正確さは HIT 生成の安定さに対して非常に重要である.

- 各 FEF から HIT の合計 (HITSUM) を生成し, 外部トリガに転送する.
外部トリガにおいては全てのボードの HITSUM に対して閾値をもうけることになるので, ここがトリガ生成の1段階目となる.
- 各 FEF から HIT 情報のみを集め, 時間ごとにまとめたデータフレームを生成し SDRAM に記録する.
このデータを Single Hit Data と呼ぶ. 3章で述べたように KamLAND の信号はそのほぼすべてが 1p.e. 信号等であることを考えれば, 電荷情報を持たないこのデータからも興味深いデータを発掘できるのではないかと期待している.

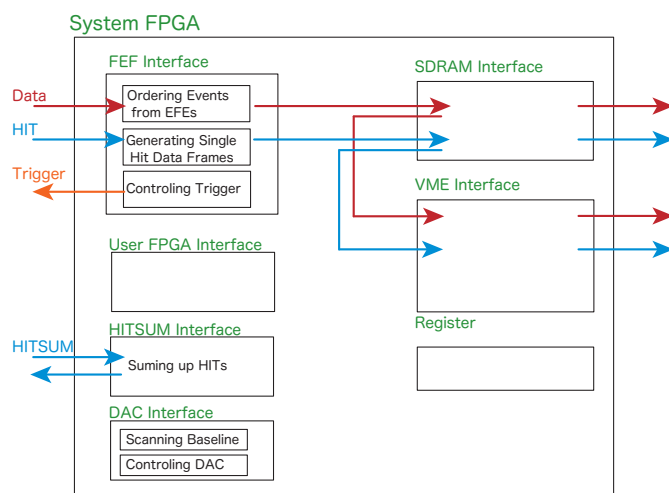


図 4.7: System FPGA 機能ブロック図

4.3.3 User FPGA

我々は将来的にオンボードでのデータ解析を行うことによるデータ低減により, システムの更なるデッドタイムフリー安定性の向上を目指している. 我々はこのようなオンボードデータ処理のために PowerPC をチップ上に搭載した FPGA, User FPGA を組み込んだ. User FPGA は System FPGA からデータを受け取り, 処理したデータを System FPGA 同様に SDRAM に記録する, あるいは VME バスに転送するように設計した.

4.4 アナログ回路への要請

アナログ回路においては本章1節のアナログ信号処理能力を要するが, その他に本章の信号デジタル変換機能のデザインによる要請から, 我々は信号を4つに分けた上で各信号を適宜増幅, 減衰させる必要がある. また最高ゲインチャンネルにおいては差動出力である必要がある.

私は本アナログ回路の開発にあたり, 実装面積の制限から信号分岐回路および信号安定化回路を別

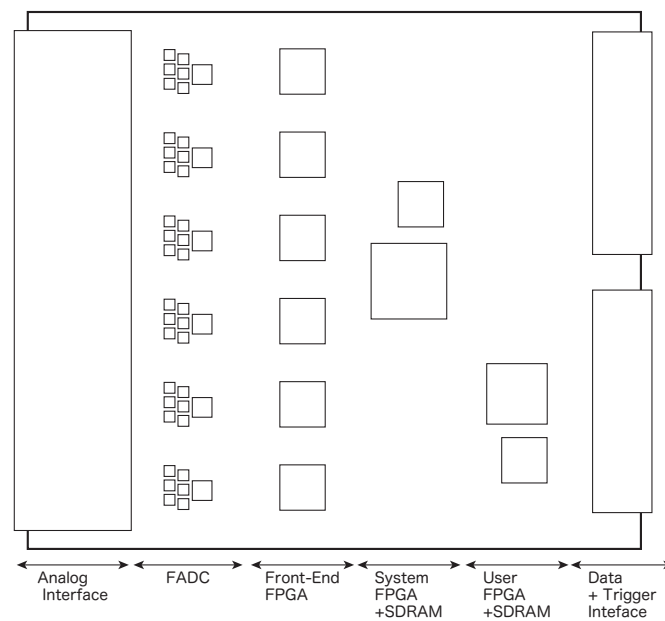


図 4.8: デジタル部を決定したボードのデザイン

基板に実装することとし、デジタル部と同じ基板においては、ADC に対する信号の分配を行うのみとした。

本研究における主たるテーマはこのようなアナログ回路を作成することである。

第5章 新電子回路アナログの開発

5.1 信号分岐およびベースライン安定化回路 (BLR) 開発

新電子回路, 信号分岐およびベースライン安定化回路においては, 第3章及び第4章による要請から以下のような回路特性が求められる.

- ノイズレベルがガウス分布に従うこと
- ノイズレベルの分散が 0.1 [mV] 以下であること
- 周波数帯域が 68 [MHz] 以上であること
- ダイナミックレンジが 10 [V] であること
- 上記レンジにおいてゲイン誤差を ± 5 [%] 以内に納めること, ただし, 1 [V] を超える様な信号に関してはこの限りではない.
- PMT への反射を防ぐよう入力は 50 [Ω] 終端を行うこと
- 信号分岐にあたり, 既存エレクトロニクスへの反射を防ぐよう出力は 50 [Ω] 終端を行うこと
- ベースライン安定化にあたり, ベースライン安定化までの時間を 1 [μ sec] 以内に納めること
- 上記においてベースラインに復帰したと見なすのは 0 ± 0.1 [mV] に戻ったときである
- 過大入力及び過大出力を防ぐ方策を行うこと

5.1.1 基幹アイデア

本回路においてはPMTからの信号を新規フロントエンドエレクトロニクス MoGURA と既存フロントエンドエレクトロニクス KamFEE に分岐するとともに, MoGURA 向けの出力ではPMTで発生したオーバーシュートを素早くベースラインに戻すことを目指す.

分岐に関してはオシロスコープのハイインピーダンス入力を参考にした.

一方, ベースライン安定化に関しては, 一般的に使われているベースライン安定化回路は早くても数 10 [μ sec] の時間を要する. これは我々の目的には適さないため, 独自の回路を開発することにした. まず, 対象とするオーバーシュートの特性を示す.

電圧は $0 \sim +10$ [mV] である. (信号電圧は $0 \sim -10$ [V] である.)

時定数は 470 [μ sec] である. (信号帯域は $1 \sim 60$ [MHz] : 16 [nsec] $\sim$ 1 [μ sec])

このようにオーバーシュートと信号の違いに着目し、元の波形からオーバーシュートを取り除く手順を以下のように定めた。

手順 1. 信号を 2 つに分岐

手順 2. 片方の信号の正の電圧のみを抽出

手順 3. 正の電圧の中の低周波成分のみを抽出

手順 4. 手順 1. で分岐させた信号の片方から手順 3. の出力を引く

図 5.1 に示す回路が、この手順に従って設計した回路である。但し、全ての素子は理想素子であり、特に回路の重要な要素である、OP アンプとダイオードは、参考文献 [24] の添付 CD にある TORAGI パッケージの IDOPA と DDEF を用いている。

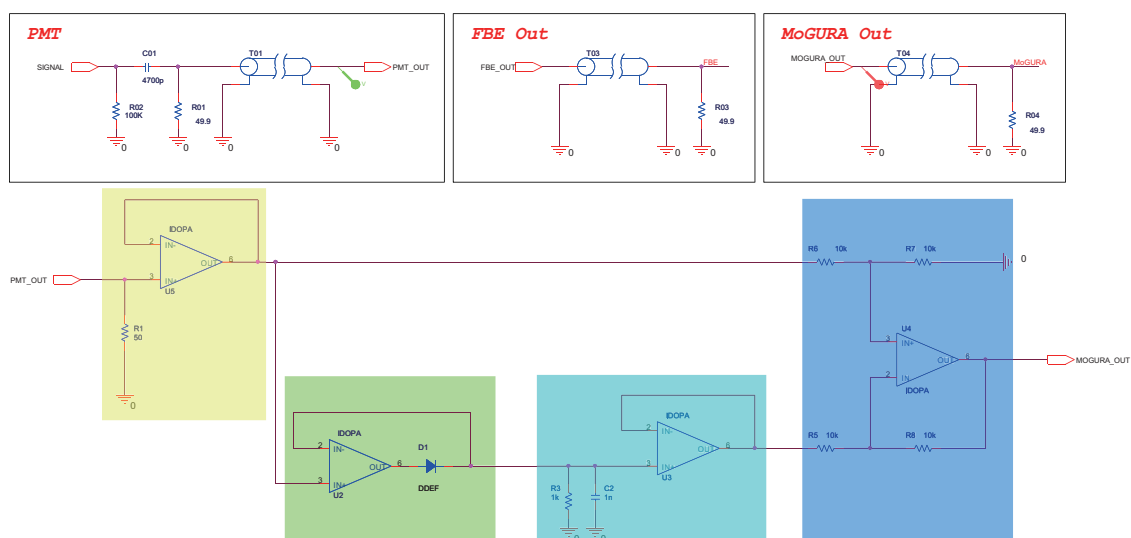


図 5.1: BLR 回路:理想素子シミュレーション回路. 図中カラーの編みがけ部分が左から順に上記手順の番号に相当する。

図中のカラーの編みがけ部分が左から順に上記の手順の番号に相当する。

まず、手順の 2 番目 (図 5.1 の緑色の編みがけ) である、正の電圧の抽出について説明する (図 5.2). 正の電圧を抽出することはダイオードの整流作用を利用する。ただし、ダイオード単体を用いることは、ダイオードの動作抵抗 r_d , ダイオード通過による順方向電圧 V_F 分の電圧降下, 0 [V] から V_F までの順方向電流 I_F の不定性, および温度変化による V_F のドリフト (~ 2 [mV/K]) といった影響により、特に高周波において安定した動作を期待しづらい。代わりに、これらのデメリットを修正した回路, 理想ダイオード回路を用いる。理想ダイオード回路はダイオードを OP アンプのフィードバックに入れたもので、ここでは非反転型フィードバックの順方向にダイオードを組み込んだ。ダイオードの両端にかかる電圧は、実際には OP アンプの出力電圧と、後段のキャパシタンスの電圧であり、この両者の大小でダイオードは ON/OFF することになる。この回路において、フィードバックの効果によりダイオードの r_d , V_F 分の電圧降下および V_F の温度ドリフトを無視

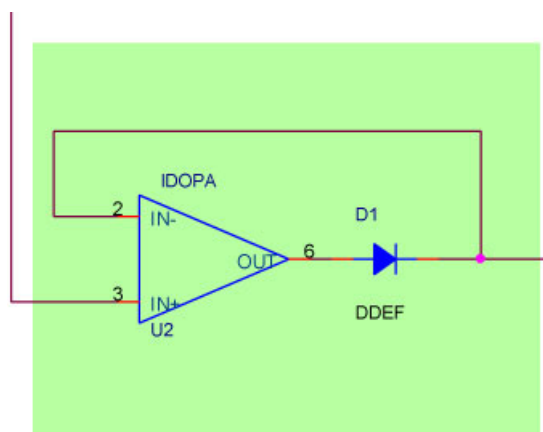


図 5.2: BLR 回路:理想素子シミュレーション回路:理想ダイオード回路

できる。この結果、この理想ダイオード回路の前後でベース電圧は変化しない。実素子での設計において注意すべきことは、理想ダイオード回路に用いる素子が高速であることである。OP アンプが高速であるということは、OP アンプの帯域が高周波まで伸びていること、スルーレートが高いことと同等であり、ダイオードが高速であるということは、ダイオードの V_F が小さいことと同等である。これらが満たされない場合、この部分での位相遅れや波形歪みが発生する。選択すべき素子としては OP アンプは最近の特に高速な OP アンプが適する。ただし、より高速な電流帰還型の OP アンプは帰還抵抗、帰還容量への制約が大きく、理想ダイオード回路には向かないので、最も高速な電圧帰還型 OP アンプが最適である。ダイオードは V_F が非常に小さいショットキーバリア型ダイオードが最適である。

次に、手順の3番目（図 5.1 の青緑色の編みがけ）での、正の電圧部分の中から低周波のみを抽出する方法を説明する（図 5.3）。この部分は前段の理想ダイオード回路のダイオードがオンがオフ

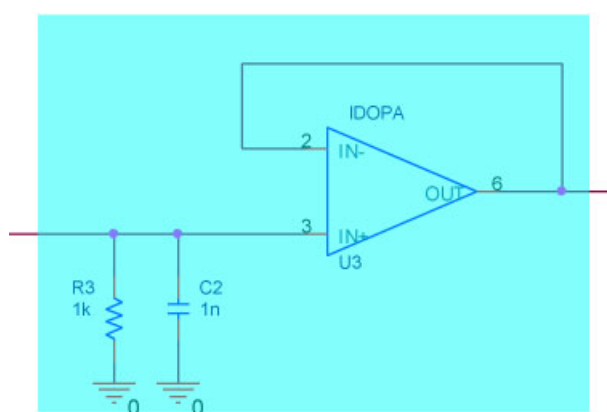


図 5.3: BLR 回路:理想素子シミュレーション回路:LPF 回路

かで動作が異なり、それぞれ充電と放電に対応する。充電時、つまり理想ダイオード回路の OP アンプから電流が供給される時、その電荷は抵抗なくキャパシタ C2 に充電される。これは C2 上部の電圧が完全に OP アンプの出力電圧、さらには OP アンプの入力に追従できることを示す。一方の放電時には電荷は C2 から抵抗 R3 を通じてグラウンドに流れる。この場合、放電の時定数は $R3 \times C2$ [sec] である。オーバーシュートの発生時、信号電圧が 0 [V] から上昇している間はダイオードはオンであり、充電にあたる。一方この値がピークを迎えオーバーシュートが減衰に向かうときにはオーバーシュートの時定数 ($\tau_{\text{overshoot}}$) と放電の時定数 ($\tau_{\text{discharge}}$) の関係により放電に二通りの振る舞いが考えられる。一方は $\tau_{\text{discharge}}$ が $\tau_{\text{overshoot}}$ より大きい場合である。このとき C2 の電圧は理想ダイオード回路の入力電圧を上回りダイオードはオフになる。よってこの後の放電は $\tau_{\text{discharge}}$ に従う。もう一方の場合は $\tau_{\text{discharge}}$ が $\tau_{\text{overshoot}}$ と同じか小さい場合である。 $\tau_{\text{discharge}}$ の時定数が $\tau_{\text{overshoot}}$ と同じ場合は自明である。 $\tau_{\text{discharge}}$ が $\tau_{\text{overshoot}}$ より小さい場合は C2 の電圧が入力電圧より早く下がろうとするが、ダイオードがオンのままであるため、結局実際の放電は $\tau_{\text{overshoot}}$ に従う。この部分回路ではオーバーシュート上昇部分と減衰部分の低周波部分のみを取り出したいので $\tau_{\text{discharge}}$ は $\tau_{\text{overshoot}}$ より小さく設定する必要がある。ここで注意しなければならないのは、この関係が保証されるのは、充放電の経路が C2 と R3 に限定されている場合であり、この条件は実素子での設計においては前後の OP アンプの入力インピーダンスが十分に大きいことと、前段のダイオードの逆方向電流 I_r が十分に小さいことによる、これらの素子への電荷の流入が少ないことに相当する。

最後に手順 4 番目の (図 5.1 の青色の編みがけ) での、減算回路について説明する (図 5.4)。この

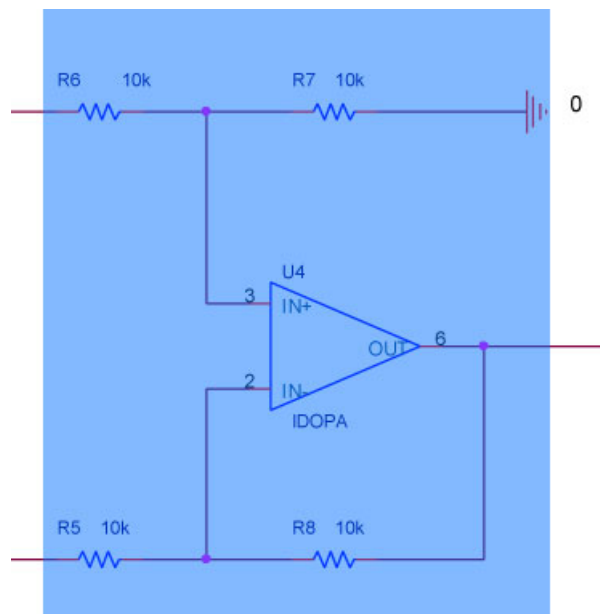


図 5.4: BLR 回路:理想素子シミュレーション回路:減算回路

減算回路は 非常に基本的な演算回路である。R6 への入力電圧を V_{IN1} とすると、OP アンプの +

表 5.1: シミュレーションに用いた波形

対象信号	波形	立ち上がり時間 [nsec]	立ち下がり時間 [nsec]	信号長 [nsec]	波高 [mA]	電荷 [p.e.]
2p.e. 信号	台形	7	16	24	0.12	2
ミューオン信号	台形	20	20	80	400	30000

入力端子での電圧 V はグラウンド電圧 0 との等分の抵抗分圧から

$$V = \frac{V_{IN1}}{2} \quad (5.1)$$

である. 一方 OP アンプの $-$ 入力端子においても V であるので, $R5$ への入力電圧を V_{IN2} , OP アンプの出力電圧を V_{OUT} とすると,

$$V_{IN2} - \frac{V_{IN1}}{2} = \frac{V_{IN1}}{2} - V_{OUT} \quad (5.2)$$

が成り立つので,

$$V_{OUT} = V_{IN1} - V_{IN2} \quad (5.3)$$

となる.

5.1.2 理想回路シミュレーション

この回路でのベースライン安定性能をシミュレーションする. 回路に入力した信号は次の 2 種類である.

ここでは ~ 10 [μsec] までのシミュレーションを行った (図 5.5).

まず, 大信号がくる前の小信号の出力は入力と完全に一致している (図 5.6).

また, 大信号自体も正確に再現できている (図 5.7).

入力 (黄緑) でオーバーシュートが発生している. 高さは 1.3 [mV] である. 時定数 470 [μsec] のうちの 10 [μsec] を見ているため, オーバーシュートは平らに見えている. 4 [μsec] 直後と 8 [μsec] 直前の棘状のものは次で示す小信号である. BLR の出力 (赤) は信号終了後 730 [nsec] でベースラインを安定化させている (図 5.8).

オーバーシュートに乗っていた小信号もベースライン上に戻っている. また, 小信号の高さは共に 2.98 [mV] であり, 信号の減衰は見られない (図 5.9).

以上より, この回路の信号に対する基本動作は想定どおりであることが分かった. しかしながら, 実素子を利用する回路を設計する上での問題点が 2 点ある.

問題 1. 理想ダイオード回路においてダイオードがオフのときに OP アンプの出力がフィードバックを実現するために負に飽和する. OP アンプの飽和からの復帰は時間がかかるため, ダイオードがオンになった直後の反応が遅れること.

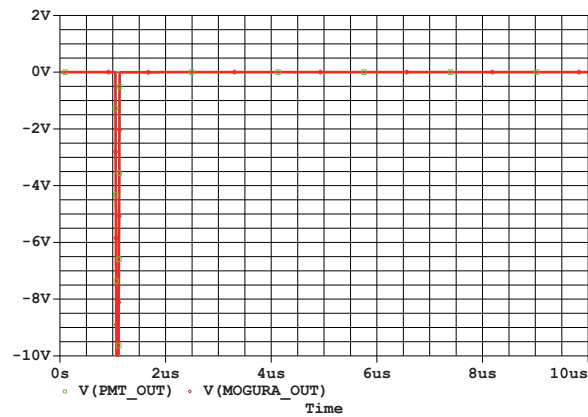


図 5.5: BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:全体像 $\sim 10 [\mu\text{sec}]$:入力 (黄緑), 出力 (赤)

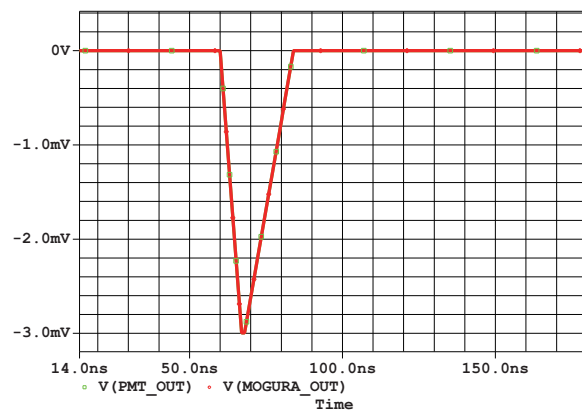


図 5.6: BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:大信号通過前の小信号:入力 (黄緑), 出力 (赤)

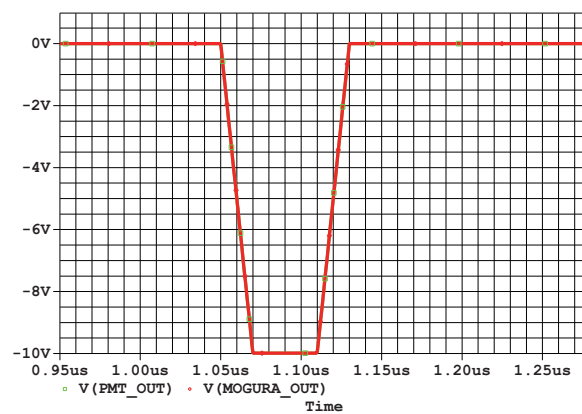


図 5.7: BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:大信号:入力 (黄緑), 出力 (赤)

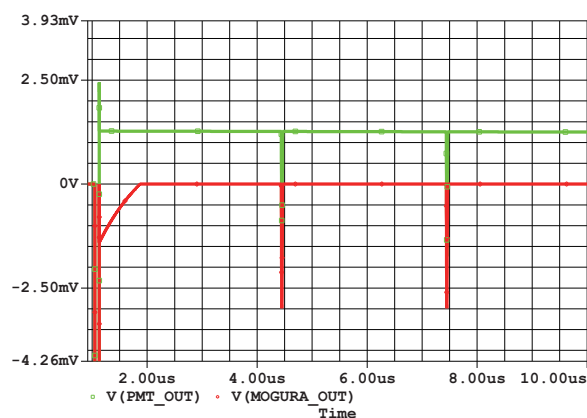


図 5.8: BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:大信号後のオーバーシュート:入力 (黄緑), 出力 (赤)

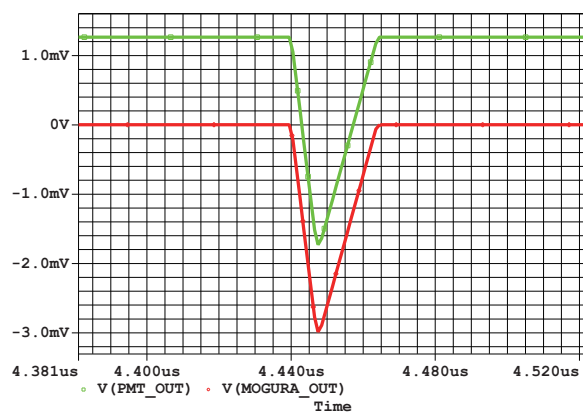


図 5.9: BLR 回路:理想素子シミュレーション結果:オーバーシュート上の小信号:入力 (黄緑), 出力 (赤)

問題 2. 理想ダイオード回路の出力のキャパシタ方向に抵抗不可がないため、実 OP アンプを用いた場合には突入電流が発生し、発振等の回路に対する大きなストレスが発生する可能性があること。

問題 1. に対してはダイオードをできるだけオフにさせない様な処理を施す必要がある。これには理想ダイオード回路の OP アンプの入力電圧が 0V 未満にならないようにすれば良い。これには OP アンプ入力にグランドからダイオードを接続すると良い。図 5.10 のようにすることで、D2 が

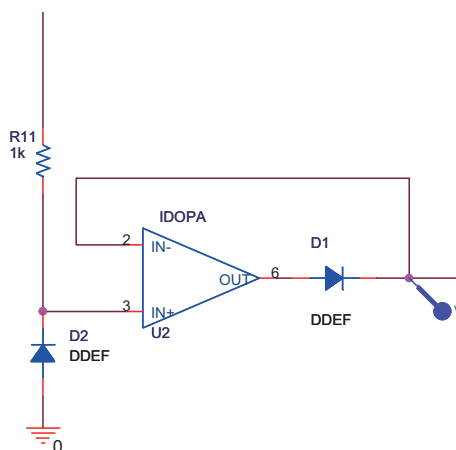


図 5.10: BLR 回路:理想素子回路変更案:OP アンプの飽和の防止:D2, R11 が追加された理想ダイオード回路部

オンのときには OP アンプの入力電圧のグランドからの低下は D2 の V_F に抑えられる。しかしながら 0 [V] から V_F 落ちてしまえば、やはり OP アンプは負に飽和する。このため、回路全体を $-V_F$ だけ DC オフセットをかけることにより、OP アンプの入力が相対的に 0V 未満になることはなくなる。いずれにしても、この V_F は小さいほどよく、前述のようにショットキーバリア型ダイオードにおいてはこの値は 20 [mV] 程度と低いのでこの目的に適する。ただし、D2 がオンすると、この前段にある信号を 2 つに分岐する部分のインピーダンスが低下する。これを防ぐために R11 を入れる。

問題 2. に対しては理想ダイオード出力に直列に抵抗を挿入するしかない。抵抗の挿入は次の性能低下を招くため、適切な抵抗値を選択する必要がある。ここで直列に入れた抵抗 R_{series} は後段のキャパシタ C2 と LPF を構成する。これは充電時の時定数が $R_{series} \times C2$ に限定されることを意味し、設定値によってはオーバーシュートの立ち上がりに追従できない可能性を示す。また、 R_{series} と R3 が分圧抵抗を構成するため、LPF 出力部の電圧が下がる。後段の減算回路での計算が目的通りになるように、減算回路のもう片方の入力も同じ分圧抵抗を組み、電圧を降下させておかなければならない。なお、以降では $R_{series} \times C2$ によってできる LPF を、これが充電時に影響することから、 LPF_{charge} と書き、 $R3 \times C2$ によってできる LPF を、これが放電時に影響することから、 $LPF_{discharge}$ と書く。

以上の様な問題の解決にあたり、理想素子回路は次の図 5.11 ように変更した。

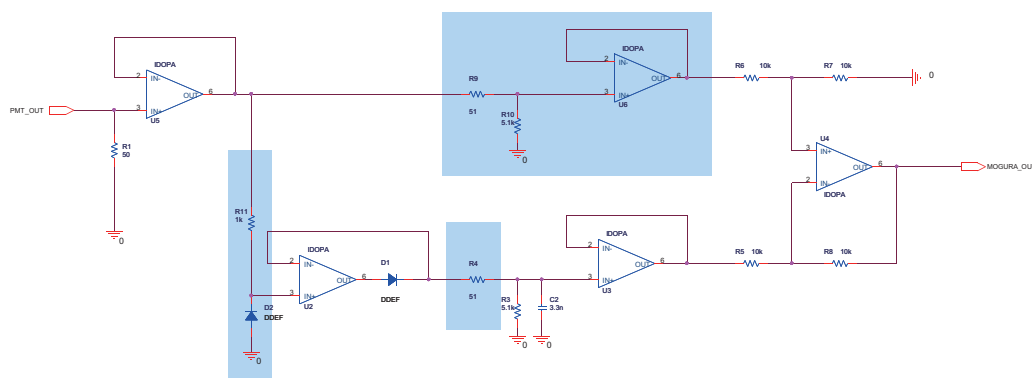


図 5.11: BLR 回路:理想素子回路変更案:全体像 (編みかけ部分が変更点)

5.1.3 実回路シミュレーション

理想素子から実素子に置き換えるにあたり、基板製造を担当した NSSK 九州株式会社からの提案によりさらにいくつかの変更を加えた。

まず、上図の減算回路前の二つのボルテージフォロワ回路をつなぎ、計装アンプを構成した。計装アンプは OP アンプを組み合わせるその帰還抵抗のネットワークにより精密なゲインを決定できるシステムのことである。また、前節で述べた理想ダイオード回路の安定動作のための回路全体の DC オフセット生成するため、信号入力段にポテンシオメータにより任意電圧値を実現できる電圧バイアス設定回路を追加した。このポテンシオメータにより理想ダイオード回路部入力に付属するダイオードの性能の個体ごとのばらつきを吸収することができる。出力段の OP アンプは通常のアンプでは十分な電流を外部のケーブルにドライブできないため、バッファアンプを追加した。

次に回路で利用した実素子について説明する。

OP アンプ

ほとんどの OP アンプは Texas Instrument 社製の THS3091 で置き換えた。OP アンプ選定理由は以下のとおりである。

- 供給電圧 15 [V] が設定可能で、10 [V] の波形を再現できること。
- ゲイン 1 倍での Slew Rate が 1600 [V/ μ sec] であること。
- ゲイン 1 倍での小信号周波数帯域が 190 [MHz] であること。
- 入力換算電流ノイズが 14 [pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$] であること。
- 入力換算電圧ノイズが 2 [nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$] であること。

これらは信号を正確に表現するために必要である。ノイズレベルは大きい¹が、このような高精度、高速、大電圧、に加えて、このレベルのノイズを両立させている OP アンプは TI 社のこの製品シリーズに限られた。

一方理想回路のシミュレーションで述べたが、理想ダイオード回路に用いる OP アンプは電圧帰還型が推奨されるため、電流帰還型の THS3091 は適さない。そのため、電圧帰還型の高速 OP アンプを探した。理想ダイオード回路では扱う電圧が本質的には 0~10 [mV] 程度であるので、入力電圧範囲はそれほど必要とされない。そのかわり、先にあげた理想ダイオード回路直後の LPF_{charge} の影響を考えてより高速の OP アンプが必要となる。我々が選定した OP アンプは National Semiconductor 社製の LMH6601 である。特にこの OP アンプを選択した理由は、この OP アンプが高速でかつ単一電源で使用できることである。前述の通り、理想ダイオード回路で用いる OP アンプは負電圧を再現できる必要がない。このため、プラス電源とグランドを電圧ソースとしても用いることができるこのような OP アンプはより応答を早められると期待できる。

時定数

ベースライン安定化部においては時定数を決める要素が二つ有る。前述の通り、一方は放電の時定数を決める $LPF_{discharge}$ の $R2 \times C3$ であり、 $R2 \times C3 < 470 [\mu sec]$ であればよい。もう一方は回路の安全性上追加せざるを得なかった、オーバーシュート追従の時定数を決める LPF_{charge} の $R_{series} \times C3$ である。これは回路が安定して動作する範囲でできるだけ小さい方がよい。ただし、この時定数が 100 [nsec] 以下ではシミュレーション自体が動作しなかった。実素子の誤差と動作上での安全を考えて、通常これらの値の 80 [%] 以下に設計すべきであり、前者を 15 [μsec], 後者を 150 [nsec] 程度にすることとした。この際、 $R_{series} / (R_{series} + R3)$ が分圧抵抗による電圧降下となる。

シミュレーション

シミュレーションに用いた回路は図 5.12 である。

¹実際には MoGURA と BLR の開発は平行して行っており、THS3091 の利用を決めたのは MoGURA が先である。このため、THS3091 のノイズに関しては、この BLR の開発では触れない代わりに、MoGURA の開発で説明する。

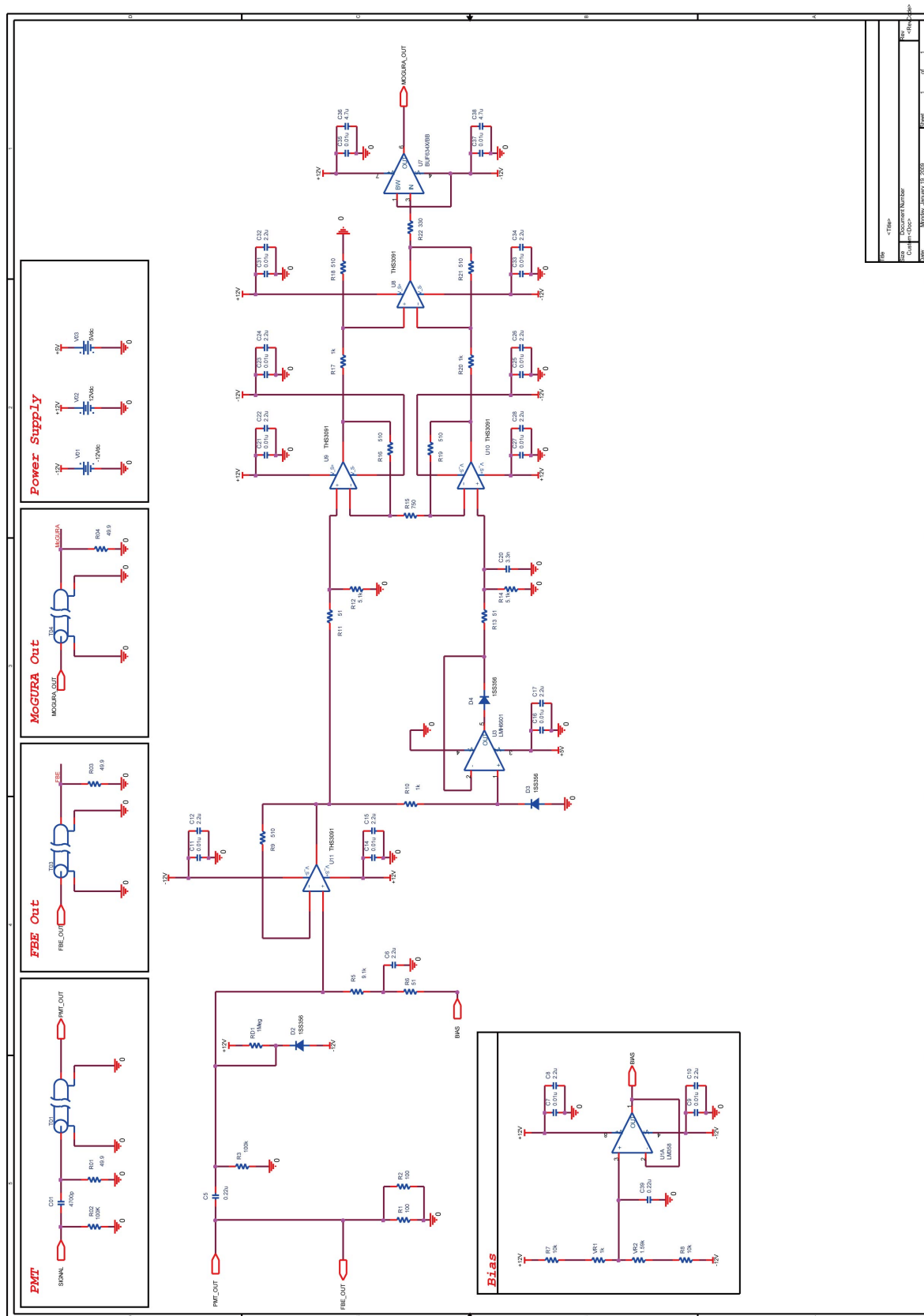


図 5.12: BLR 回路:実素子シミュレーション回路

まず、再び大信号前の小信号の特性から見ていく。ここで、時間が 15 [msec] 程度から始まっているのは実素子シミュレーションにおいては回路の安定するまでの時間も考慮しなければならないからである。無信号入力での信号安定に要する時間が 15 [msec] 程度であるとのシミュレーションを行った後、これ以降のシミュレーションを行っている。この非常に長い時間のシミュレーションを行うため、サンプリングレートは 3 [nsec] で行っている。図中、横軸の 1 グリッドは 5 [nsec] となっており、青色が入力信号、赤色出力信号である。赤色に遅延が見られるのは、実素子回路において生じる各素子ごと、特に OP アンプでの遅延の影響である。信号の立ち上がり自体は同じ早さで立ち上がっており、十分な周波数特性を持っているのが分かる。一方、ゲインが 0.9 倍程度に減少して見えている。ここではゲインが 1 倍になるように抵抗値を選択してシミュレーションを行っているため、実際の回路を製作する段階で、このゲインが低く見える現象が再現するかについて注意しなければならない。

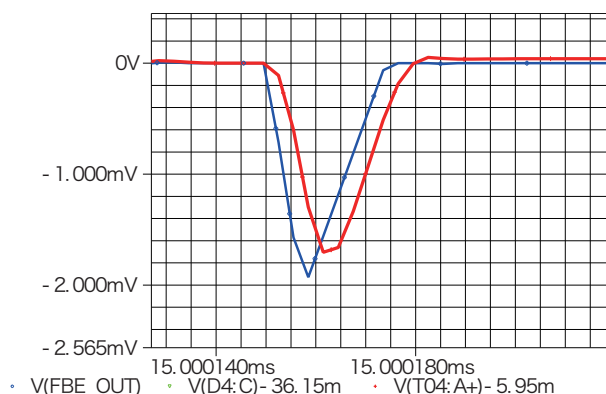


図 5.13: BLR 回路:実素子シミュレーション結果:小信号波形

このように信号自体には問題は見られないが、図 5.14 のような問題が発生した。ここで横軸の 1 グ

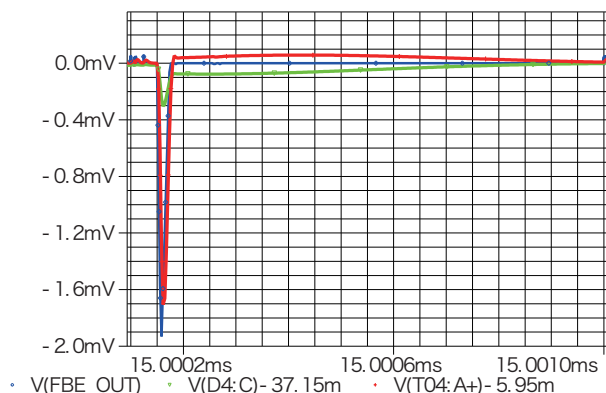


図 5.14: BLR 回路:実素子シミュレーション結果:小信号後のオーバーシュート波形

リッドは 50 [nsec], 緑色は理想ダイオード回路のダイオード出力部の電圧である。ただし、比較を

行い易いように電圧オフセットをかけて表示している。小信号通過時、ダイオード出力部の電圧が負に振れていることから、ダイオードに逆電流が流れていることが分かる。このためこの先にあるLPF部のキャパシタも負電圧になる。小信号が終了した後、緑色のダイオード出力部の回復が遅いことは二つの要因による。まず信号終了後 100 [nsec] 程度の緑色が平らな部分は実素子を用いた理想ダイオードの反応の遅延である。次の 1 [μ sec] に関してはLPF_{charge}の時定数分の遅延である。この問題は実素子理想ダイオード回路の本質的な問題であるため、完全になくすことはできないが、実回路の製作において実際にいくつかのダイオードを用いて逆電流が最も少ないものを選ぶことが必要である。

次に、大信号自体に対する反応を見る。図 5.15 において、横軸の 1 グリッドは左の図で 10 [nsec],

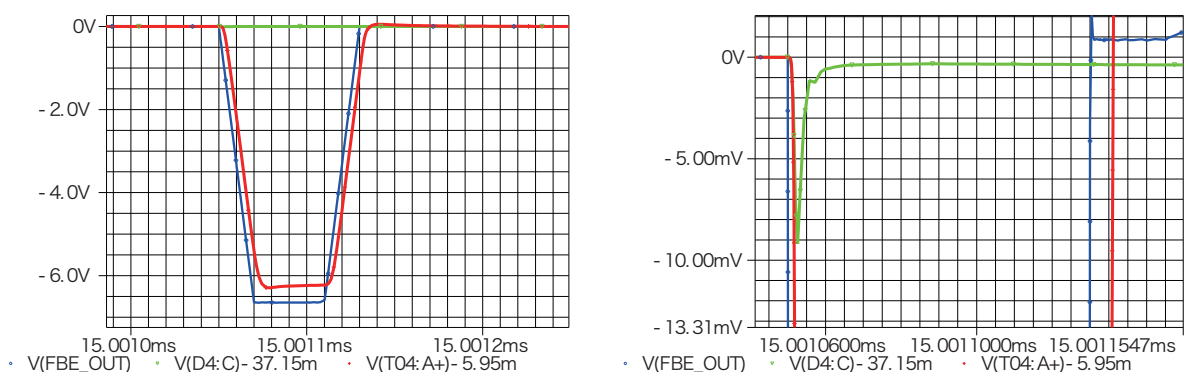


図 5.15: BLR 回路:実素子シミュレーション結果:大信号波形 (左) と 0 [V] 付近の拡大 (右)

右で 5 [nsec] である。左の図においては小信号同様、大信号においてもゲインの低下が見られ、ゲインは 95 [%] となっている。小信号同様、実回路における検討が必要である。一方、信号の立ち上がりは $6.65 \text{ [V]} / 20 \text{ [nsec]} (=332 \text{ [V}/\mu\text{sec]})$ の入力に対して十分追従しており、Slew Rateに問題はない。右側の図においてはこれも小信号通過時と同様に理想ダイオード回路出力の電圧が信号通過時に低下している。この問題が次のオーバーシュート回復特性に影響を与える。

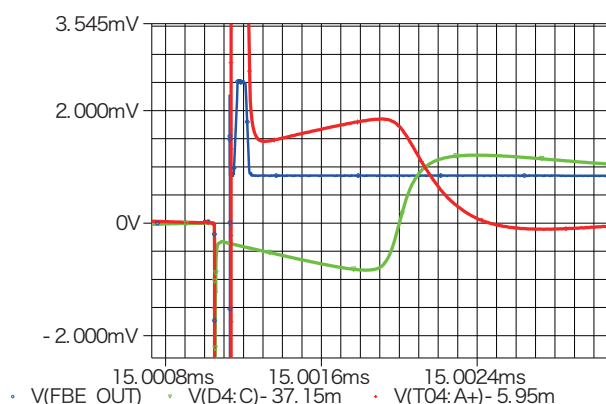


図 5.16: BLR 回路:実素子シミュレーション結果:大信号後のオーバーシュートと回復特性

図 5.16 はこの大信号の 0 [V] 付近とその後のオーバーシュートの最初の部分を示している。ここで横軸の 1 グリッドは 100 [nsec] である。まず入力の青色を見ると、15.00115 [msec] 程度で大信

号が終了した直後におよそ 1 [mV] のオーバーシュートができています。前述のとおりこのオーバーシュートの時定数は 470 [μsec] であり, 1 [mV] のオーバーシュートが MoGURA の最高精度ゲインチャンネル, P ゲインチャンネルの 1ADC, 0.1 [mV] 以下に復帰するのに要する時間は, 1.08 [msec] である。一方出力の赤色の回復は 1.25 [μsec] である。これは目標値の 1 [μsec] を満たしていない。これは小信号のときと同様, 信号通過時およびその後に理想ダイオード回路が動作し始めるまでのダイオードに流れる逆電流が原因である。図上, 青色-緑色 = 赤色となるが, 緑色のダイオード出力電圧が 15.0019 [msec] 程度まで減少しつづける効果が, 赤色にも現れている。一方, 15.0019 [msec] で一度理想ダイオード回路が動作を始めると, 400 [nsec] 程度でオーバーシュートが回復している。このことから, 理想ダイオード回路の動作開始までの遅延を短くすることがオーバーシュート回復特性に有効である。また, 理想ダイオード回路の動作開始後の理想ダイオード回路出力 (緑色) の入力 (青色) に対する追従は 100 [nsec] の時定数を持ったエクスポネンシャルカーブを描くため, 理想ダイオード回路出力の電圧低下を止めることも回復までの時間を早くする。これらのことから, 実回路の製作においては理想ダイオード回路の動作開始を早くするための素子選択と理想ダイオード回路の電圧低下を防ぐことが重要である。

最後に, 図 5.17 にオーバーシュート上に乗っていた小信号のオーバーシュート回復後の再現性を示す。大信号前の小信号同様, 周波数特性に関しては問題がない。また, ゲインも大信号前の小信号での値 0.9 と変わらない。これらのことから, オーバーシュート上に乗っていた小信号も正確に再現できていると考えられる。

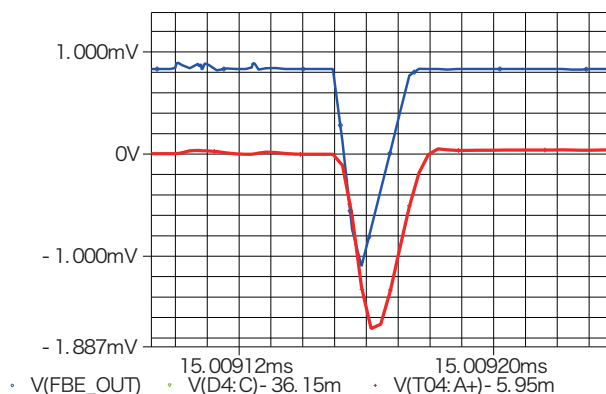


図 5.17: BLR 回路:実素子シミュレーション結果:大信号後のオーバーシュート上の小信号

以上, 実素子を用いたシミュレーションの結果, 信号の特性に関しては, ゲインに注意すべきことが分かった。また, オーバーシュート回復特性, および, 小信号後の BLR 自体が作ってしまうオーバーシュートの改善のためには最も動作の速い OP アンプとダイオードの選択による理想ダイオード回路の高速化が必要である。

5.2 新電子回路 MoGURA のアナログ信号処理回路の開発

新電子回路, アナログ回路においては, 第3章及び第4章による要請から以下のような回路特性が求められる.

- ノイズレベルがガウス分布に従うこと
- ノイズレベルの分散が 0.1 [mV] 以下であること
- 周波数帯域 68 [MHz] の確保
- ダイナミックレンジ 10 [V] の確保
- 一信号を FADC 向けに 4 つの電圧領域にわけそれぞれ適宜増幅, 減衰すること
- 上記 4 ゲインにおいてゲイン誤差を ± 5 [%] 以内に納めること
- 通常 0V からマイナスに向けて生じる信号を 0 [V] ~ 500 [mV] or 3 [V] で受け付ける ADC 向けにバイアス電圧を加えること
- 信号安定化回路への反射を防ぐよう入力は 50 [Ω] 終端を行うこと
- 信号安定化回路からの DC オフセットを解消するよう入力において DC カットを行うこと
- 信号安定化回路により安定化されたベースラインを乱さないこと
- 過大入力及び過大出力を防ぐ方策を行うこと
- 単独使用時の HIT 生成の確認ためにアナログディスクリミネータを内蔵すること

以上の内容より回路の概要としては以下の構成を基本とした.

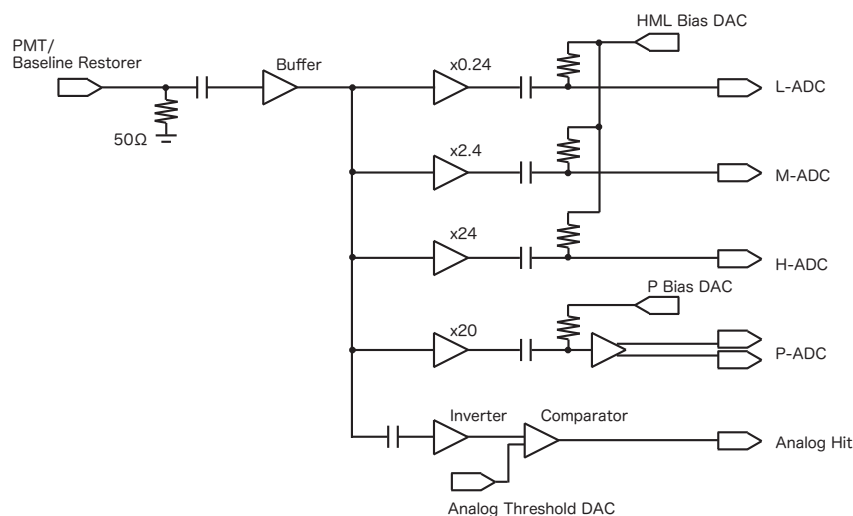


図 5.18: アナログ基本デザイン

5.2.1 基幹アイデア

MoGURA 本体のアナログ部のデザインに関しては、ほとんどの部分が KamFEE のデザインを参考にできるため、実回路シミュレーションから行った。

OP アンプ

MoGURA と KamFEE との最大の違いはダイナミックレンジの違いで、MoGURA では最大ミューオンを確実に記録するために 10 [V] のダイナミックレンジを実現しようとするのに対して、KamFEE の場合は 5 [V] のダイナミックレンジに限っていた。MoGURA での 10 [V] のダイナミックレンジを達成するためには BLR 同様 10 [V] を再現できる OP アンプとして、THS3091 を利用する。ただし、これは先頭の OP アンプに限られる。なぜなら、これより後の OP アンプの出力は 4 章で示した通り、最大 3 [V] の入力電圧範囲を持つ FADC だからで、そのためには OP アンプとしては 3.3~5 [V] のもので十分だからである。このような電圧がより小さい OP アンプには、より高速、低ノイズのものが存在する。開発上の要求値の制限が非常に強いため、ここではこのような低電圧の OP アンプを用いる。実際に用いるのは National Semiconductor 社製の LMH6702 である。この OP アンプを選定した理由は、

- 供給電圧 5 [V] が設定可能であること。
- ゲイン 2 倍での Slew Rate が 3100 [V/ μ sec] であること。
- ゲイン 2 倍での小信号周波数帯域が 600 [MHz] であること。
- 入力換算電流ノイズが 3.0 [pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$] であること。
- 入力換算電圧ノイズが 1.83 [nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$] であること。

である。また、P ゲインチャネルの最終段である差動アンプには同じく National Semiconductor 社製 LMH6550 を用いた。この OP アンプは次の性能を持つ。

- 供給電圧 5 [V] が設定可能であること。
- ゲイン 2 倍での Slew Rate が 200 [V/ μ sec] であること。
- 出力 0.5 [V] での周波数帯域が 400 [MHz] であること。
- 入力換算電流ノイズが 1.5 [pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$] であること。
- 入力換算電圧ノイズが 6.0 [nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$] であること。

これは P ゲインチャネルで記録する信号には対しては十分な性能である。なお、以降では先頭の OP アンプである THS3091 をヘッドアンプと呼ぶ。以降これらを用いた回路の基本デザインからの改善策について述べる。

ノイズ対策

シミュレータ PSPICE ではノイズ解析の機能を備えているが、ノイズレベルをうまくシミュレートすることができなかった。このため、ノイズレベルは各 OP アンプのデータシートの値を用いて計算を行った。

一般に全ての抵抗からは次のノイズが発生する。

$$V_{\text{Noise(rms)}} = \sqrt{4kTB R} \quad (5.4)$$

ここで、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 B は周波数帯域、 R は抵抗値を表す。帰還抵抗を用いる OP アンプにおいては、内部で発生するノイズを含めて、

$$V_{\text{Noise(rms)}} = \sqrt{[(4kTB)^2 + V_n^2 + (I_n R)^2] \times B} \quad (5.5)$$

で表されるノイズが発生する。ここで、 V_n は入力換算電圧ノイズで、 I_n は入力換算電流ノイズであり、これらの値は各 OP アンプのデータシートにより提供される。これらの OP アンプにおいて、室温 23 度の環境下で 70 [MHz] の周波数帯域を達成しようとする、THS3091 に推奨帰還抵抗として 1.78 [kΩ] を用いた場合で、210 [μV_{rms}]、LMH6702 の推奨帰還抵抗として 237 [Ω] を用いた場合で、16 [μV_{RMS}]、のノイズが発生する。ノイズレベルの要求上、THS3091 のノイズレベルは受け入れがたく、推奨帰還抵抗から大きくはなれることになるが、432 [Ω] を使用することにした。このときの THS3091 のノイズレベルは 53 [μV_{rms}] であり、LMH6702 の影響を加えても 55 [μV_{rms}] で良い値を示す。

信号増幅による周波数対策

ヘッドアンプにより各ゲインチャンネル毎に信号を分岐させた後は、LMH6702 で信号を適宜増幅、減衰する必要がある、そのゲインは前述の通り、P：20 倍、H：24 倍、M：2.4 倍、L：0.24 倍である。一方で OP アンプは増幅率が高いほど周波数特性が悪くなる。LMH6702 の場合もデータシート上、帰還抵抗 237 [Ω] での帯域は、ゲイン 1 倍、2 倍、4 倍、10 倍でそれぞれ 600 [MHz]、600 [MHz]、320 [MHz]、130 [MHz] と低下する。ゲイン 20 倍や 24 倍での値は分からないが、10 倍までの傾向から数 10 [MHz] に低下することが予想される。これは周波数応答に対する開発要求を達成できないことを示す。これに対する対策としては、P、H ゲインチャンネルの大きな増幅率に対して、増幅率の低い増幅回路を数段組み合わせることで周波数特性の低下を防ぐことにした。この変更による実装面積、消費電力の増大を減らすため、P、H の 1 回目の増幅を共通する OP アンプで行い、その後に分岐させることにした。以後、この P、H 共通のアンプを PH コモンと呼ぶ。

FADC のクロストーク対策および OP アンプ飽和対策

P ゲインチャンネルに用いる 1 [GSPS] の FADC は前述の通り 2 チャンネル入力であるが、この FADC は実際に信号を入力した結果、図 5.19 のように片側に入力換算で 40 [mV] を超える入力が有ると反対側にクロストークが発生することが分かった。この対策として、最も一般的なものはアナログ回路出力段に出力保護のダイオードを入れることであるが、今回のようにノイズレベルの要

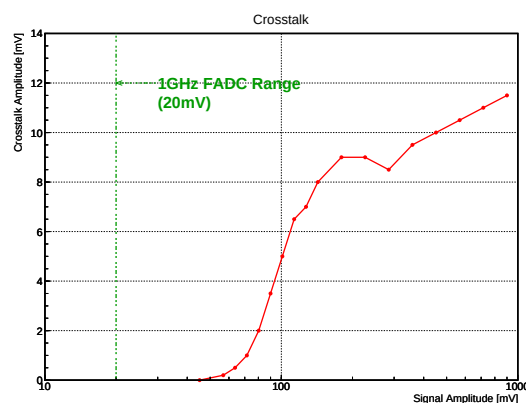


図 5.19: 2ch 1GSPS FADC における入力信号波高とクロストーク波高の関係

求が非常に厳しい状況においては適さない。したがって、P ゲインチャネルの入力換算で 40 [mV] を超える様な信号に対しては、増幅前に電圧クリッピングを行うことが望まれる。

一方各ゲインチャネルごとの増幅用の OP アンプは増幅率の高さに応じて過大入力があったときに飽和し易くなる。例えば、M ゲインチャネルの増幅率は 2.4 倍であるが、ここに 10 [V] の信号が入った場合の出力は 24 [V] であるが、電源電圧の制限から、5 [V] 程度で飽和してしまう。BLR の開発でも述べたが、OP アンプは飽和後の回復に時間を要するため、できるだけ飽和しないように用いることが重要である。このことに対しても増幅前に電圧クリッピングを行うことが有効である。

これら二つの対策として、増幅前にはダイオードによる電圧クリッピングを行うことにした。ただし、このような電圧クリッピングにより、大信号通過時には PHM ゲインチャネルのすべてがクリップされ、ダイオードがオン状態になったことでヘッドアンプ後のインピーダンスが低下する。このため L ゲインチャネルにおいてはゲインリニアリティが低下することが予想される。開発要求ではゲインリニアリティは設計ゲインに対して ± 5 [%] という制限がついているが、L ゲインチャネルにおいてはこの要求を満たさなくても良いものとする。ただし、リニアリティが悪い代わりに正確な入力電圧とゲインの関係を求めてゲインテーブルを作り、波形解析時にもとの信号の高さを求めることができる必要がある。

オーバーシュートの発生防止

MoGURA の入力には BLR のベースラインが安定化され入力が入る。一方で ADC に対する出力を行うために、MoGURA の各ゲインチャネルの出力はバイアス電圧をかけて電圧オフセット位置を変えなければならない。このため、バイアス電圧の入力前に一度そこまでの OP アンプ等がかかった DC オフセットを解消しなければならない。この方法としては、直列にキャパシタを追加することであり、これは前述の基本デザインにも反映されている。ただし、このような直列に追加されたキャパシタは前後の抵抗と結びついて新たなオーバーシュートを生成する。MoGURA によって再びオーバーシュートが発生しないような対策が必要である。

方策としては、オーバーシュートが発生しても各ゲインチャネルの 1ADC 値以内に抑え、オー

バーシュートが発生しても見えないようにするという手段をとる。3章のPMTでも述べたが、オーバーシュートの電荷は信号自体の面積と一致する。MoGURAでは最大100,000 [pC]程度の信号がきても良いように設計している。簡単のため、高さ10 [V]、信号長1 [μsec]の三角波の信号と考える。このような信号が入射された場合の各ゲインチャンネルでの信号の見え方を考える。

まず、Lゲインチャンネルでは減衰により、高さ2.4 [V]、信号長1 [μsec]の三角波信号として観測され、その電荷は24,000 [pC]になる。Lゲインチャンネルでは1 [ADC]値あたりの電圧はFADCの入力で12 [mV]であるため、観測される信号を高さ12 [mV]以下にし、代わりに信号長をのばせばよい。オーバーシュートの面積は単純に(高さ) $\times$ (時定数)であるから、100 [μsec]の時定数でよい。

Mゲインの場合はまず2.4倍増幅で飽和しないように電圧クリッピングを受けた後、増幅されるため、観測される波形は高さ5 [V]、底辺1 [μsec]、上辺0.58 [μsec]の台形波形になる。Mゲインチャンネルでは1 [ADC]値あたりの電圧はFADCの入力で12 [mV]であるため、観測される信号を高さ12 [mV]以下にするための時定数は320 [μsec]である。

H、Pの各ゲインも同様に考えると、それぞれの時定数は326 [μsec]と3.25 [msec]である。

以上の点を考慮した回路が次の図5.20のものであり、これによってシミュレーションを行う。

この回路における各部の詳細は以下のとおりである。ヘッドアンプは藤色の編みがけの部分であり、THS3091を用い、帰還抵抗を432 [Ω]としてノイズ対策をしている。Lゲインチャンネル減衰アンプは橙色の編みがけ部分であり、LMH6702を用いて、一度抵抗分圧で0.122倍にした後最終的に0.244倍の増幅率としている。Mゲインチャンネル増幅アンプは青色の編みがけ部分であり、LMH6702を用いて、一度抵抗分圧で0.297倍にした後ダイオードによるクリッピングをして最終的に2.25倍の増幅率としている。PHコモンアンプは黄色の編みがけ部分であり、LMH6702を用いて、ダイオードによるクリッピングをした後、6.04倍の増幅率をしている。Hゲインチャンネル増幅アンプは緑色の編みがけ部分であり、LMH6702を用いて、一度抵抗分圧で0.476倍にした後ダイオードによるクリッピングをして最終的に3.90倍の増幅率としている。前段のPHコモンアンプの増幅率と合わせて23.6倍の増幅率をしている。Pゲインチャンネル増幅アンプは赤色の編みがけ部分であり、LMH6702を用いて、ダイオードによるクリッピングをした後、2.40倍の増幅率をしている。前段のPHコモンアンプの増幅率と後段の差動アンプのゲインと合わせて28.3倍の増幅率としている。設計ゲインに対して1.5倍も大きなゲインに設定している理由は周波数特性の低下による信号ゲイン低下を予想してのことである。

また、L、Mゲインチャンネルはその後のバイアス電圧入力前に100 [Ω] $\times$ 10 [μF] = 1 [msec]のHPF、HゲインチャンネルはPHコモンの後に100 [Ω] $\times$ 100 [μF] = 10 [msec]のHPF、およびバイアス電圧入力前に100 [Ω] $\times$ 10 [μF] = 1 [msec]のHPF、PゲインチャンネルはPHコモンの後に100 [Ω] $\times$ 100 [μF] = 10 [msec]のHPF、およびバイアス電圧入力前に100 [Ω] $\times$ 100 [μF] = 10 [msec]のHPFをそれぞれ入れてオーバーシュート防止を行っている。

この実素子を用いた回路におけるシミュレーションは、
 AC電圧ソースによる周波数特性
 サイン波電圧ソースによるゲインリニアリティ特性
 BLRシミュレーション同様の大量信号および小信号を組み合わせた波形に対する応答特性 に関し
 大量信号後のオーバーシュート防止特性
 頻発小信号のパイルアップによるベースラインシフト防止特性
 を行い、問題のないことを確認した。

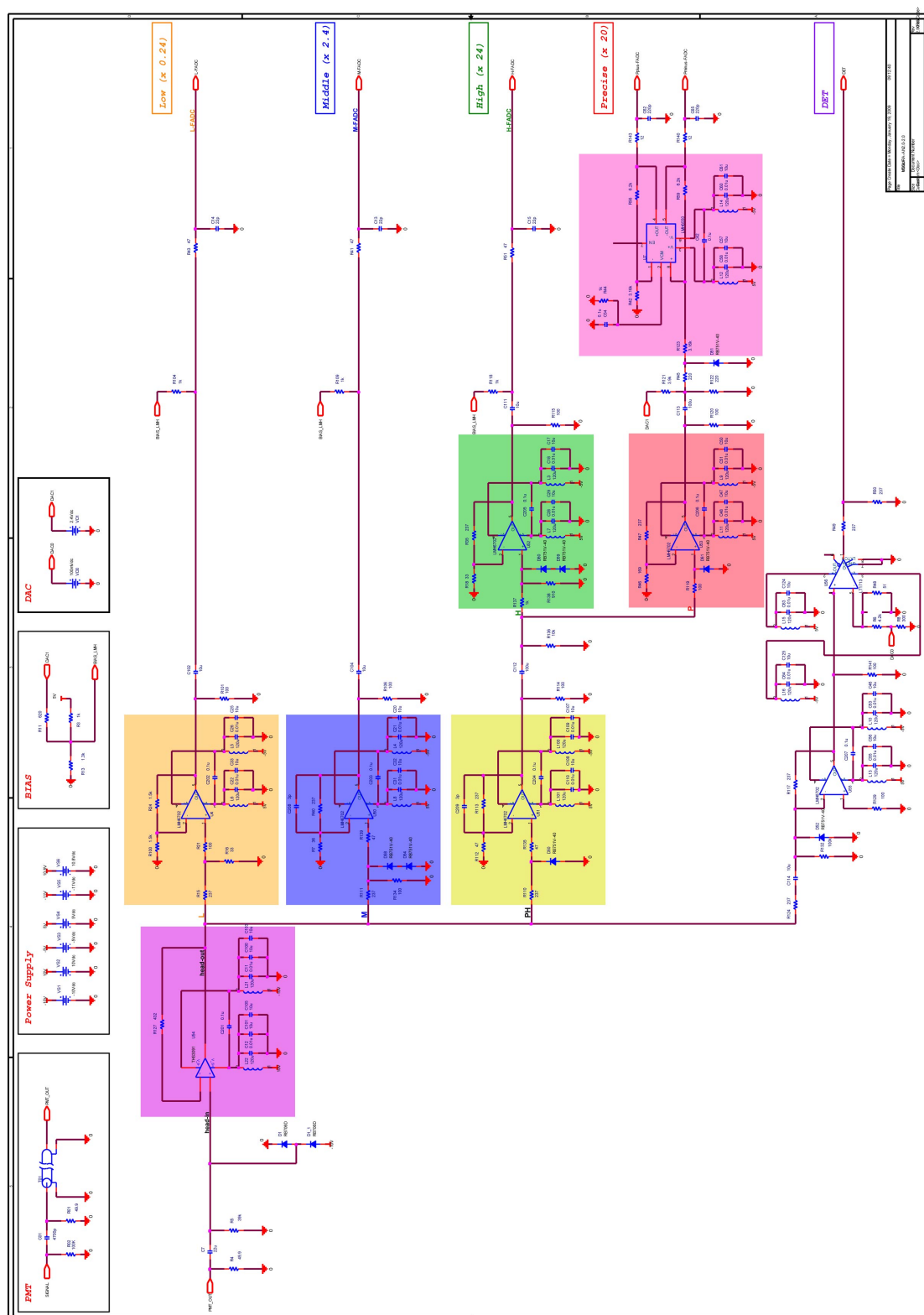


図 5.20: MoGURA アナログ回路:実素子シミュレーション回路

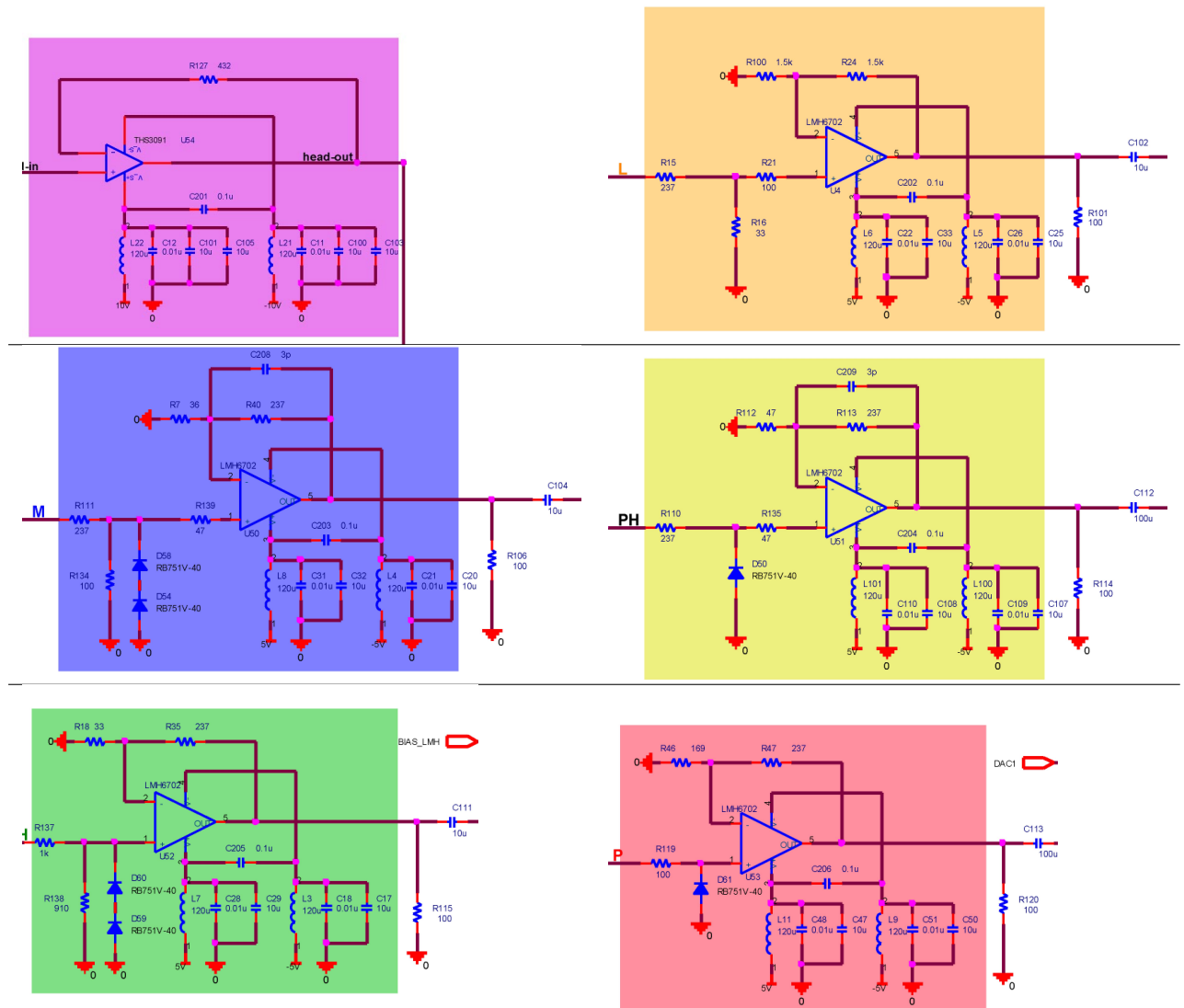


図 5.21: MoGURA アナログ回路:実素子シミュレーション回路の詳細: 左上から, ヘッドアンプ (藤色), L ゲインチャンネル減衰アンプ (橙色), M ゲインチャンネル増幅アンプ (青色), PH コモンアンプ (黄色), H ゲインチャンネル増幅アンプ (緑色), P ゲインチャンネル増幅アンプ (赤色)

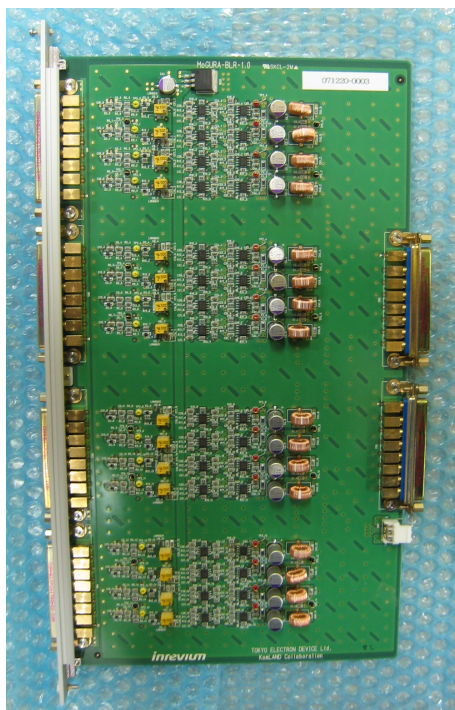


図 6.3: BLR 基板の全容

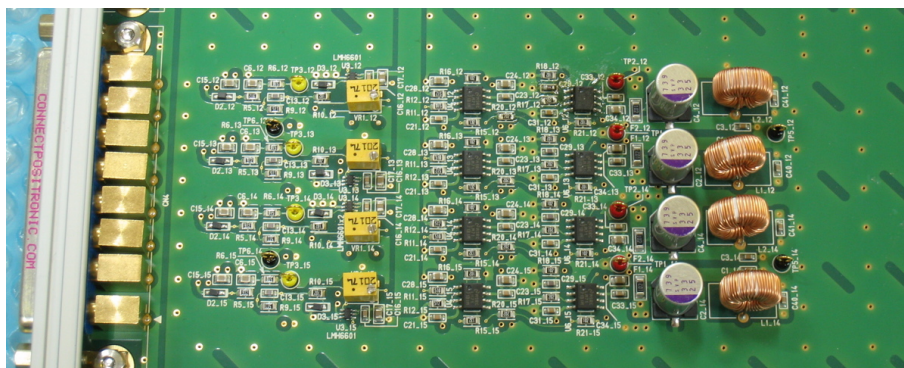


図 6.4: BLR 基板の拡大図

表 6.1: テスト項目とその目的, 使用する信号のまとめ

テスト項目	目的	テスト用信号
ノイズレベル特性	問題検出	無信号
ノイズレート特性	問題検出	無信号
周波数応答特性	問題検出	サイン波形 4 ゲインチャンネル毎に 20 周波数
ゲインリニアリティ特性	信号補正	1p.e. 信号相似波形
	問題検出	4 ゲインチャンネル毎に 10 電圧
ベースライン長期安定性	問題検出	無信号
波形歪み特性	問題検出	1p.e. 信号相似波形 4 ゲインチャンネル用別電圧

6.1 評価システム

新エレクトロニクスの評価は2つの目的で行われる。一方は各チャンネルの性能を調べ、問題があるチャンネルを修正するためである。もう一方は各チャンネルの特性を実際の信号波形の補正に使うためである。次に行うテスト項目、その目的、入力信号についてまとめる。

ゲインリニアリティ特性や波形歪み特性に対するテストにおいて特定の周波数のサイン波や矩形波ではなく、実際の波形を用いるのは次の理由による。信号周波数帯域のみを通過させようとしている回路において信号周波数帯域でのゲインはユニティ、それ以外の周波数帯域でのゲインはできるだけ1より小さいことが望まれる。このような特性に対してサイン波によりゲインリニアリティを測定しようとするなら、測定すべきサイン波の周波数も広範に渡り、テストが膨大になる。それよりは典型的な信号である 1p.e. 信号を拡大することにより、実際の信号に対するゲインリニアリティを測定することの方がよい。また波形歪み特性測定において矩形波を基準の信号として用いると、信号帯域より早い矩形波の立ち上がり／立ち下がりによって実信号では起こりえない波形歪みを測定し、回路を過小評価することになる。これらのことから 1p.e. 信号をテストでは用いている。

新エレクトロニクスはおよそ 1300 ものチャンネルを持ち、それらの全てに関して性能を評価する必要がある。これらのテストは非常に多くの手間を要する。例えば、周波数応答特性テストにおいては電圧、周波数別で 80 種類のテストを 1 チャンネルごとに行うことになる。これを 1300 チャンネル分繰り返すと、操作の間違い等により、テスト結果を再現できなくなる可能性がある、手動で行うことにより生じる問題を防ぐため、全てのテストを自動で行えるようシステムを構築した。

システムの構成要素としては、1p.e. 信号相似波形を出力するための信号発生器が必須である。信号を再現する能力として、 ~ 10 [V]、 ~ 100 [MHz]、 $200 \sim$ [MSPS]が必要となる。10 [V]はMoGURAのダイナミックレンジ、100 [MHz]は信号周波数帯域、200 [MSPS]は1点5 [nsec]であり、信号の幅 ~ 25 [nsec]を再現するのに高々6点しか使えない。より良い波形再現性のためにより高サンプリングレートの信号発生器が必要である。また、自動化への要請から、プログラムで完全に動作すること、リモートコントロール可能なことも必要である。現状、この要求を満たす信号発生器はTabor社製のww2571/2しかない。ww2571の要求に対する仕様は、出力最大16 [V]、100 [MHz]、サンプリングレート300 [MSPS]をもつ。また動作はEthernet/GPIB/USB経由で全ての動作をリモート

から制御できる。

信号発生器の出力は最小 16 [mV]～最大 16 [V] であり、1 [mV] 信号を作るためには信号を減衰させるアテニュエータが必要である。ww2571 は出力レベルに応じて内部的に利用する回路が変わり、切り替わる電圧付近で、信号の形がわずかに異なる。この変形を無効にするためには信号発生器側の出力電圧を固定しアテニュエータの減衰を適宜変えることが有効である。信号発生器側が 10 [V] 出力で固定した場合、1 [mV] を表現するためには 1/10000(80 [dB]) の減衰率が必要である。リモートコントロール可能なアテニュエータとして、Agilent Technologies 社製 8494G と 8495G の各アテニュエータとそれをコントロールするリモートコントロール可能な 11713B コントローラを選択した。

12 チャンネル／1 ボードの連続チェックを可能にするとテストに要する人的コストが大きく減少するため、アテニュエータの出力を分配するリレースイッチが要請された。これには Keithley 社製 s46t を選択した。

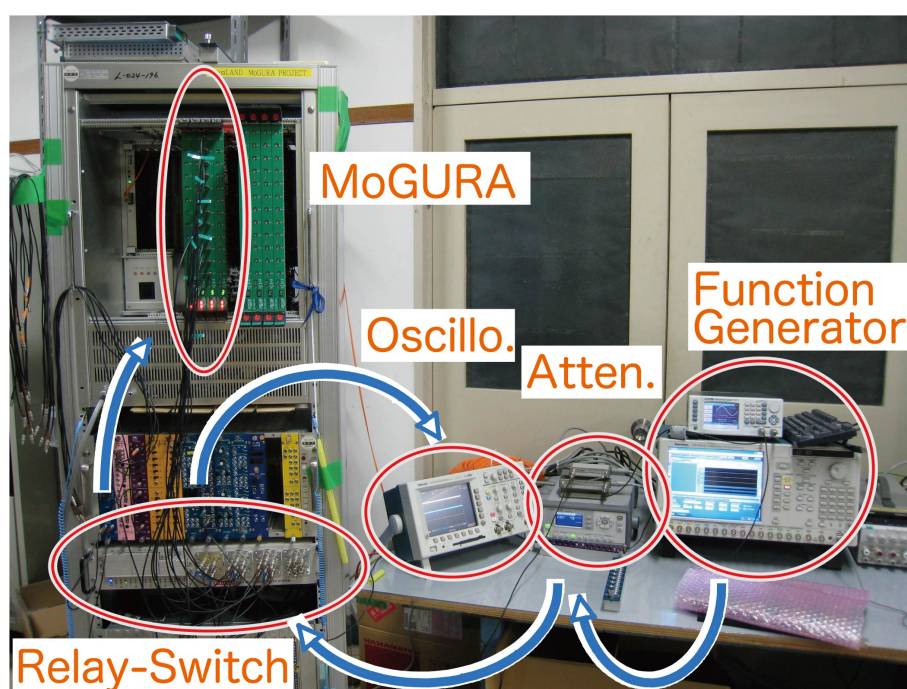


図 6.5: 自動測定システムの全容

6.1.1 キャリブレーション

これらのテストの際には信号発生器および他の装置の経時変化を考慮して、キャリブレーションを行う。これらのキャリブレーション用にオシロスコープ TDS3032B を用いる。このオシロスコープは 50 [Ω] 受けで 8 [V] まで再現できる。またその周波数帯域は 300 [MHz]、サンプリングレートは 2.5 [GSPS] とキャリブレーションには十分な性能を持つ。取得された波形は Ethernet 経由でコントロールする PC に転送でき、出力電圧／設定電圧の比が校正できる。ここで得られたキャリブ

Data of Automation System

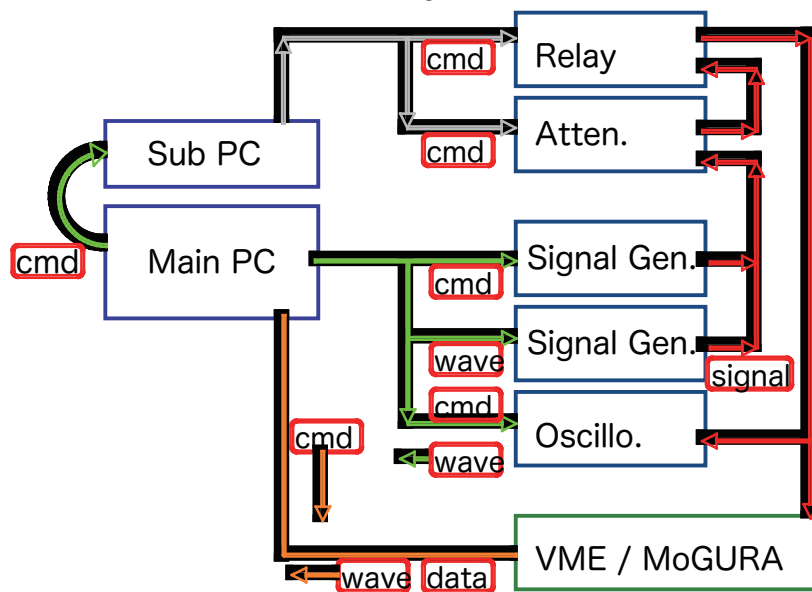


図 6.6: 自動測定システムにおけるデータの流れ. cmd:コマンド, wave; 波形データ, signal:信号

レーションの値は即, その後の設定に適用されるようプログラムされている.

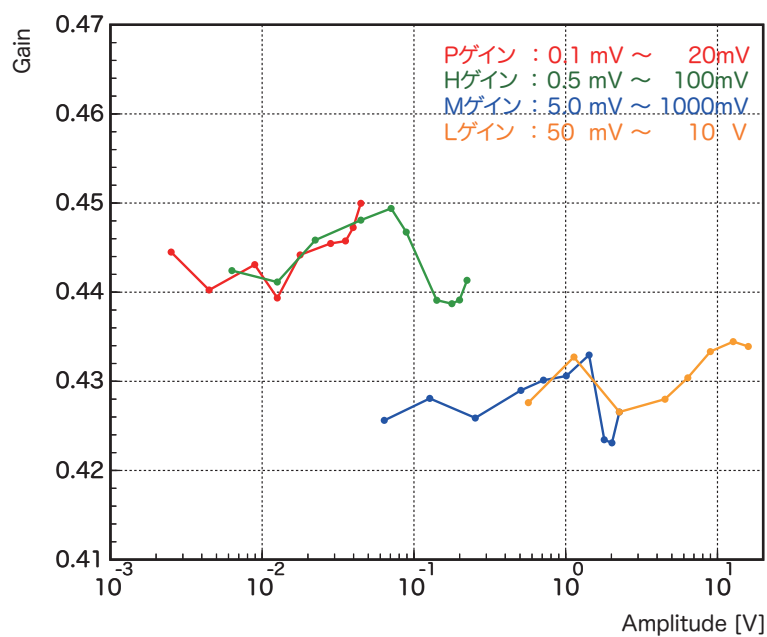


図 6.7: 自動キャリブレーションシステムにおける 1p.e. 信号相似波形のキャリブレーション. 横軸が装置の設定電圧, 縦軸が出力電圧／設定電圧のゲイン

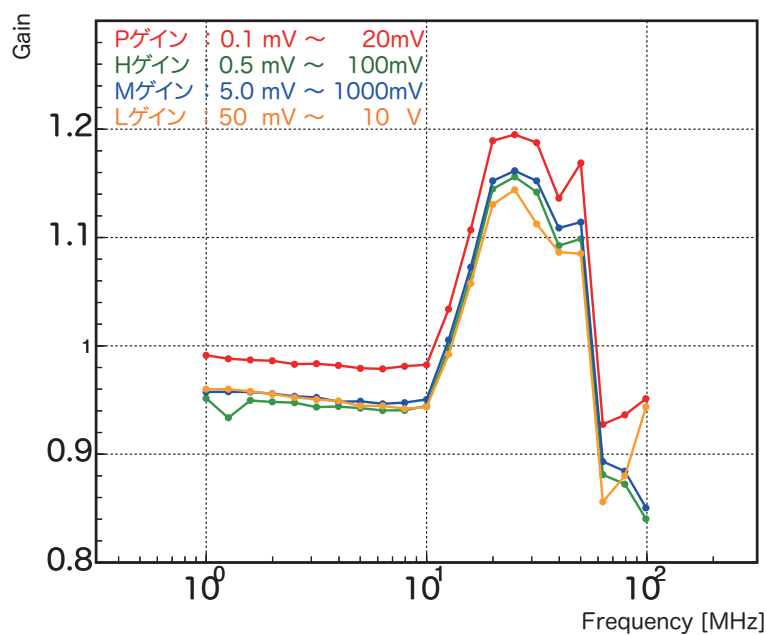


図 6.8: 自動キャリブレーションシステムにおけるサイン波形のキャリブレーション. 横軸が信号発生器の設定周波数, 縦軸が出力電圧／設定電圧のゲイン

6.2 アナログ回路諸特性

6.2.1 ノイズレベル特性

ノイズレベルの測定は MoGURA に対しては入力を入れずに測定している。これはケーブルにより他の装置と接続することによる、他の装置からのノイズの混入、あるいはケーブルからのノイズの混入により、MoGURA 単体でのノイズレベルの見積もりを誤らないためである。次にノイズレベルのヒストグラムを示す。例として MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 の P, H, M, L の各ゲインチャンネルにおいてのノイズレベルのヒストグラムを示す。ヒストグラムの中心値がそのシグナルのベースラインに相当し、左側に行くほどマイナスの電圧が現れている。信号に対する閾値の設定はマイナスの電圧に対して行うため、マイナス側の膨らみ方が閾値を超える頻度、さらには閾値を超えたチャンネル数によってトリガを生成するロジックに影響を与える。各ゲインチャンネル

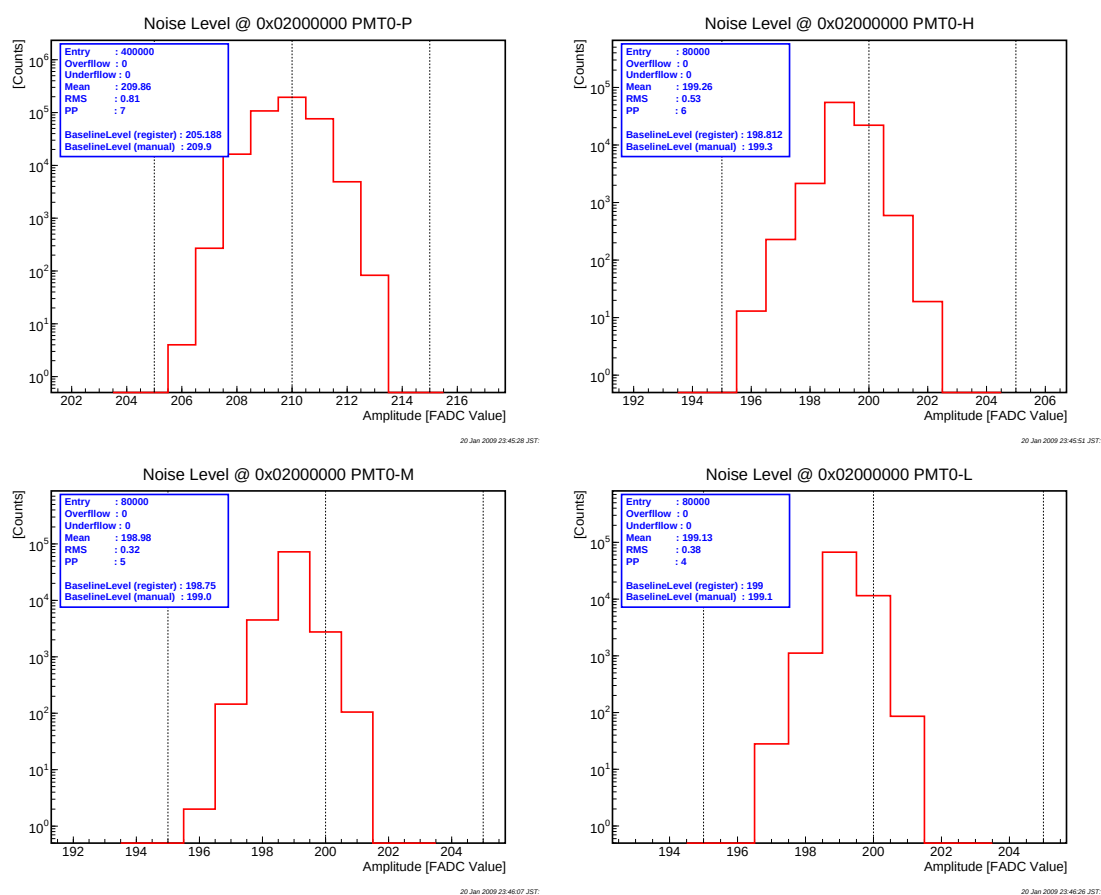


図 6.9: MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 のノイズレベル (無信号時波形値) のヒストグラム

ルのノイズレベルは

ゲイン	rms [ADC]	rms [mV]
P	0.81	0.081
H	0.53	0.265
M	0.32	1.6
L	0.38	19

である。また、ノイズレベルを同じボードの全チャンネル間で比較したものが次図である。P ゲイン

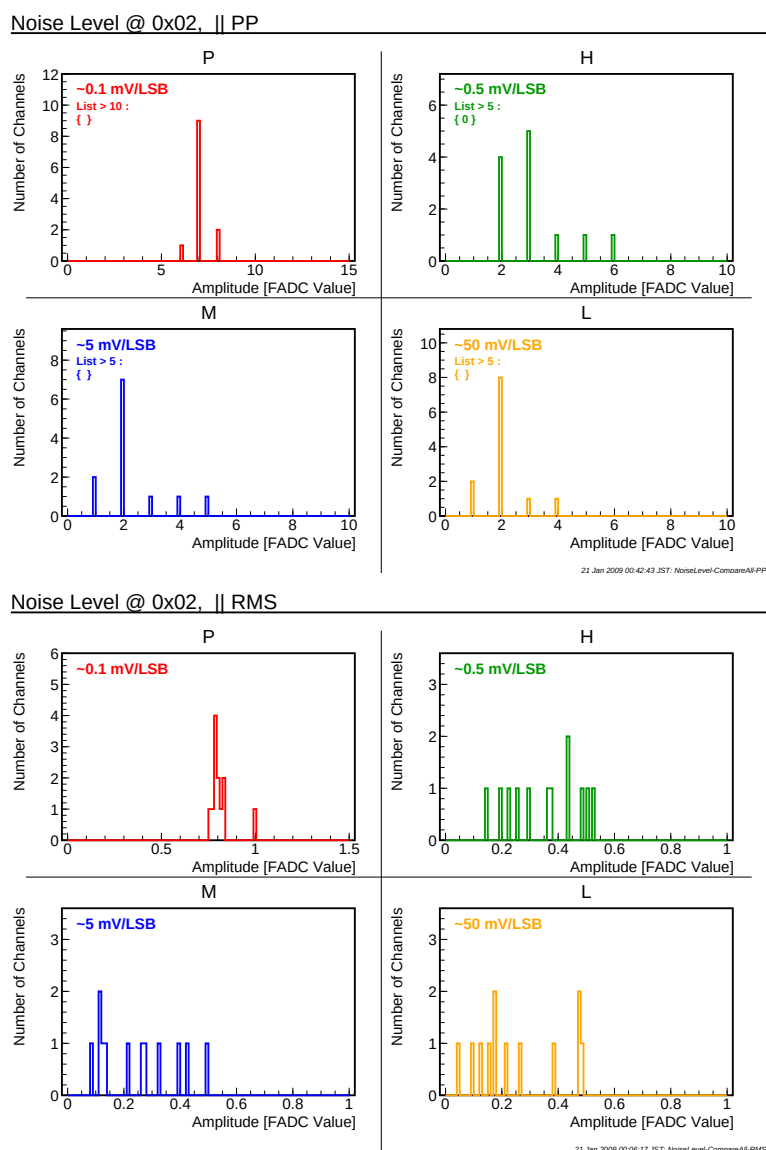


図 6.10: MoGURA ボード 0x02 番, 全チャンネルのノイズレベルの分布: Peak-to-Peak(上), RMS(下)

チャンネルにおいて, PMT チャンネルの 12 の内の 1 つが要求ノイズレベルぎりぎりの値にいる以外に

は特に問題がない。このような孤立した値を持ち、要求値を超えて悪いチャンネルが有った場合は、その原因を調査し、その問題が他に波及しないかどうかをよく確かめなければならない。必要に応じて改修も必要である。

BLR+MoGURA

BLRのノイズレベル測定はBLRの入力を50 [Ω] ターミネーション、新規回路側出力をMoGURAに入力して行う。また、BLRの既存回路側出力も50 [Ω] ターミネーションを行う。各ゲインチャ

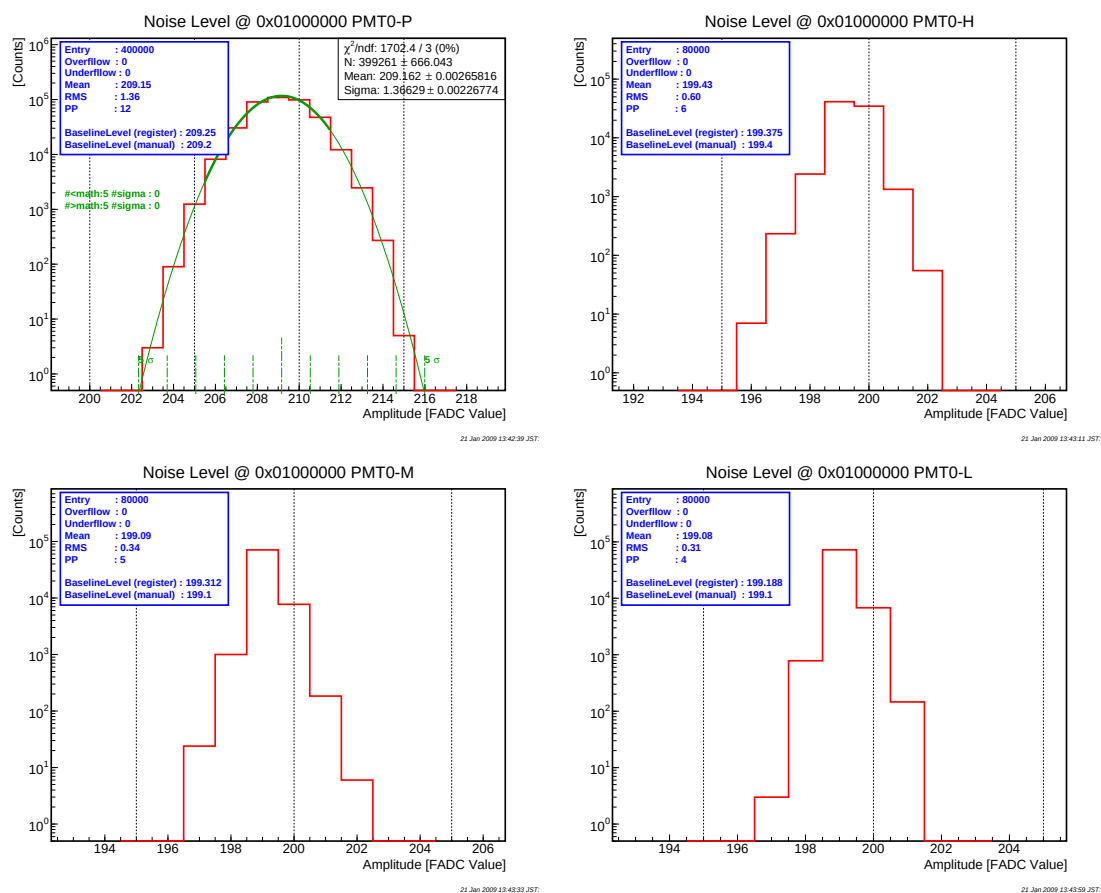


図 6.11: BLR ボード 01 番, チャンネル 12 の出力を MoGURA ボード 0x02 番, チャンネル 0 につないだ時のノイズレベル

ネルのノイズレベルは

ゲイン	rms [ADC]	rms—[mV]
P	1.36	0.136
H	0.60	0.3
M	0.34	1.7
L	0.31	15.5

であり, P ゲインチャンネルのノイズレベル 0.136 [mVrms] は要求値の 0.1 [mVrms] より悪い. この問題は直接次のノイズヒットレートにおいて影響を及ぼす. MoGURA 単体, および BLR+MoGURA でのノイズレベルがそれぞれガウス分布に従っていることから, BLR 単体でのノイズレベルは $(0.136^2 - 0.081^2)^{\frac{1}{2}} = 0.109$ [mVrms] であると推測される.

6.2.2 ノイズレート特性

次にノイズレートについてまとめる. 測定はノイズレベル特性測定と同様に無信号入力で行う. 図中赤色で示される線は MoGURA の Single Hit Rate という機能を用いたものである. 信号が一定閾値を超えた場合にそのチャンネルで信号が有ったとみなされ HIT 信号が生成される. Single Hit Rate とはこの HIT 信号の生成数を 1 秒ごとに合計したもので, SystemFPGA のレジスタ読み出しで読み取れることから HIT のチェック等を簡単に行える. ここでは閾値を 10 [ADC] 以下に設定し, その時 Single Hit Rate を数えることにより, ノイズレートとしている. 青色の線はデジタルでの Hit 生成ロジックと同じ方法により, 前項のノイズレベル測定で取得した波形とベースライン値から HIT の発生数を計算したものである. ただし, 前項での波形の取得長が 4000 [nsec]×100 = 400 [μsec] と Single Hit Rate の時間に対して短く, 低 Single Hit Rate に対して感度がない. ノイ

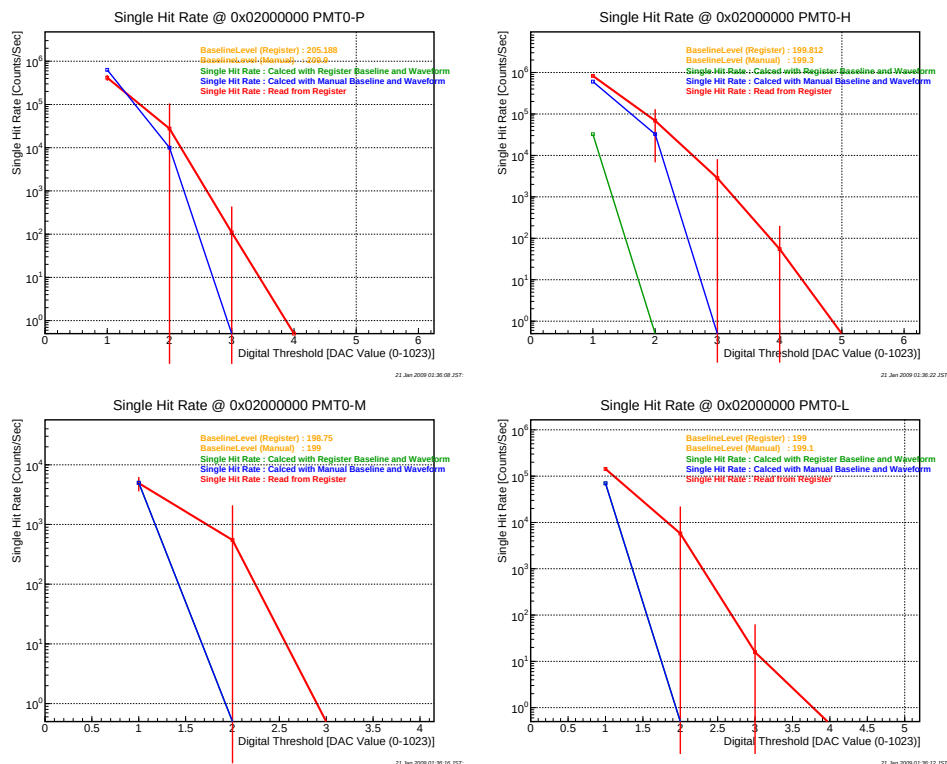


図 6.12: MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 のノイズヒットレート

ズヒットレートをチェックする上で注意すべきは, これらがデジタルの HIT を見ているということである. デジタルの HIT はデジタルのベースライン値からデジタルの閾値のところに閾値が設定

され、デジタル化された信号のサンプルがその閾値を超えたか否かを判定するものである。よってデジタル化された HIT の精度は 1 [ADC] の幅を持つことになる。これはノイズヒットレートの要求値、閾値 5 [ADC] において 100 [Hz] 以下、に対して、実際には閾値 4 [ADC] の場合のノイズレートを最悪値としてみななければならないということである。

MoGURA ボード 0x02, PMT チャンネル 0 においてはノイズヒットレートはどのゲインチャンネルにおいても 5 [ADC] で 1 [Hz] を切っており、全く問題はない。また最悪値としての閾値 4 [ADC] におけるノイズヒットレートも 100 [Hz] 以下であり、問題はない。

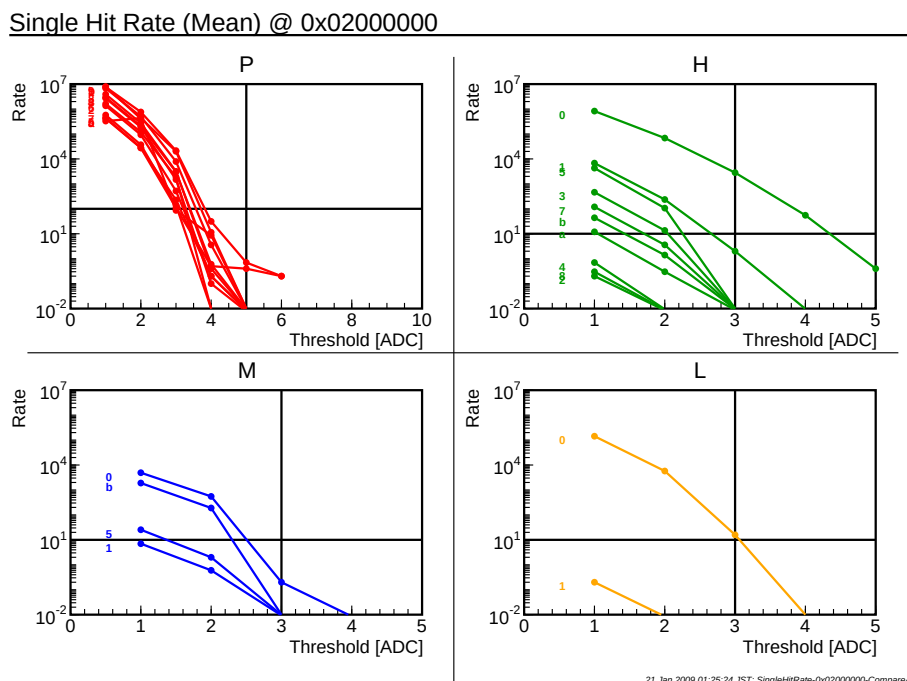


図 6.13: MoGURA ボード 0x02 番, 全チャンネルのノイズヒットレートの分布

また全 PMT チャンネルにおいて比較を行った場合においても、ノイズヒットレートは 5 [ADC] で 1 を切っており、問題はない。ただし、HML ゲインチャンネルにおいては PMT チャンネル 01ab がノイズヒットレートが大きい傾向が有り、特にこれらのチャンネルにおいて ノイズヒットレートに注意を払わなければならない。

BLR+MoGURA

BLR のノイズレート測定は BLR の入力を 50 [Ω] ターミネーション、新規回路側出力を MoGURA に入力して行う。また、BLR の既存回路側出力も 50 [Ω] ターミネーションを行う。各ゲインチャンネルのノイズレベルはであり、P ゲインチャンネルのノイズヒットレートは閾値 5 [ADC] で 10 [kHz] にせまり、最悪値は 100 [kHz] にせまる。このレートは PMT からのシングルレートに匹敵し、エネルギー分解能の低下を招く。

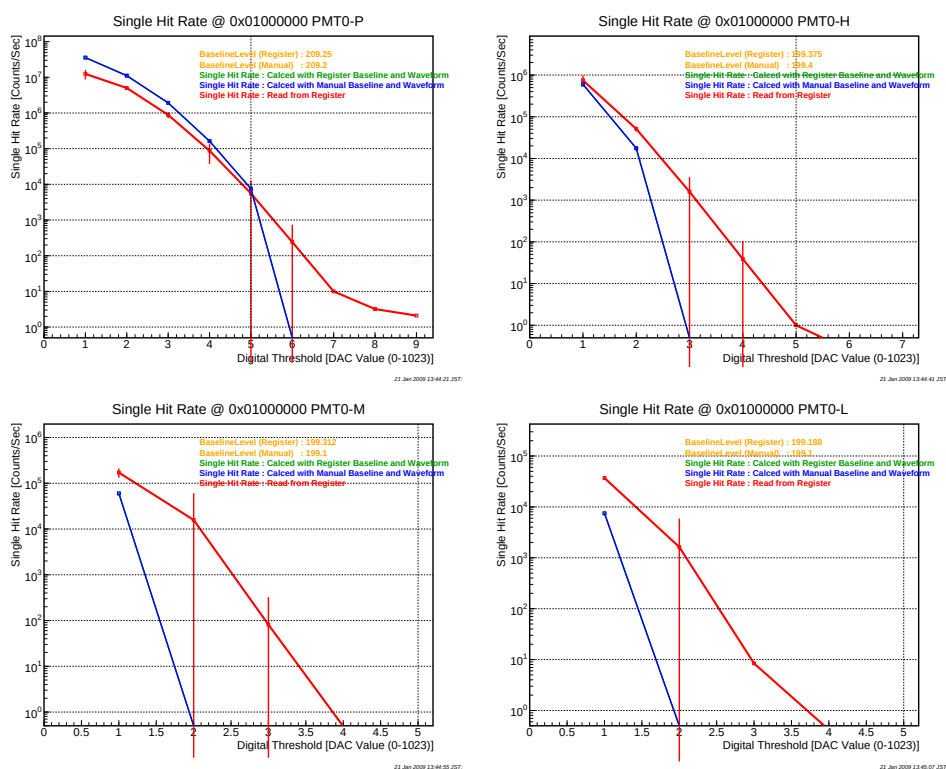


図 6.14: BLR ボード 01 番, チャンネル 12 の出力を MoGURA ボード 0x02 番, チャンネル 0 につないだ時のノイズヒットレート

6.2.3 周波数応答特性

周波数応答特性はサイン波形を自動測定システムから入力して行う。測定を行う周波数は、1 [MHz] から 100 [MHz] まで、ログスケールで等間隔に設定したディケードあたり 10 点の周波数の計 21 点である。ただし、HML ゲインチャンネルで測定できる周波数はナイキスト定理¹から求められるように <100 [MHz] であるから、最高周波数は 100 [MHz] ではなく、99 [MHz] を用いる。各ゲインチャンネルに用いる設定は、以下のとおりである。

ゲイン	信号発生器 出力電圧 [mV]	アテニューエータ 減衰値 [dB]	設定出力 電圧 [mV]	設定出力電圧 対 ダイナミックレンジ比 [%]
P	160	-20	16	80
H	50	0	50	50
M	500	0	500	50
L	2000	0	2000	20

信号発生器の最小出力電圧が 16 [mV] であり、P ゲインチャンネルの測定にこれを用いると、信号発生器の出力ノイズが直接影響する。これを防ぐため、信号発生器の SN 比を下げる目的で P ゲインチャンネルにおいてはアテニューエータを利用している。L ゲインチャンネルにおいては電圧の高さから高周波で信号のエネルギーが高くなりすぎるのを防ぐため、設定出力電圧対ダイナミックレンジ比を低く抑えている。このように設定されたサイン波の振幅対周波数の関係を次図に示す。

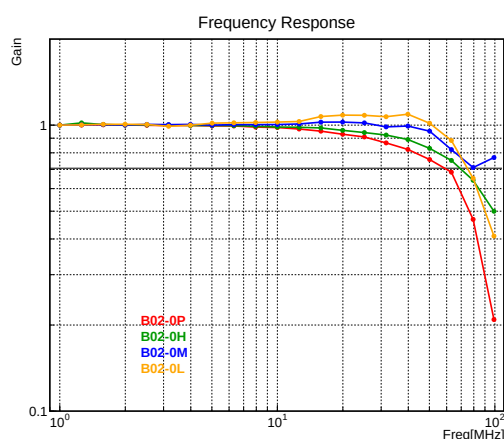


図 6.15: MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 の周波数特性

最も周波数特性の低い P ゲインチャンネルで周波数特性が 60 [MHz] であり、要求値の 68 [MHz] を下回っている。この場合、信号の 0.10 [%] が失われることになり、要求値の 68 [MHz] のときのエネルギーロス 0.05 [%] と比較して、0.05 [%] のエネルギーの悪化となる。これはエレクトロニクスに至るまでのエネルギー分解能に対して有意に小さいが、当初の信号を正確に記録するという目標に対してやや離れる。ボード全体の比較においては、各 PMT チャンネルともに良い一致を見せており、前述 P ゲインチャンネルの問題以外に問題はない。

¹サンプリング 2F サンプリング毎秒 (SPS) のデジタルシステムで観測できる周波数は F ヘルツ未満であるとするサンプリング定理

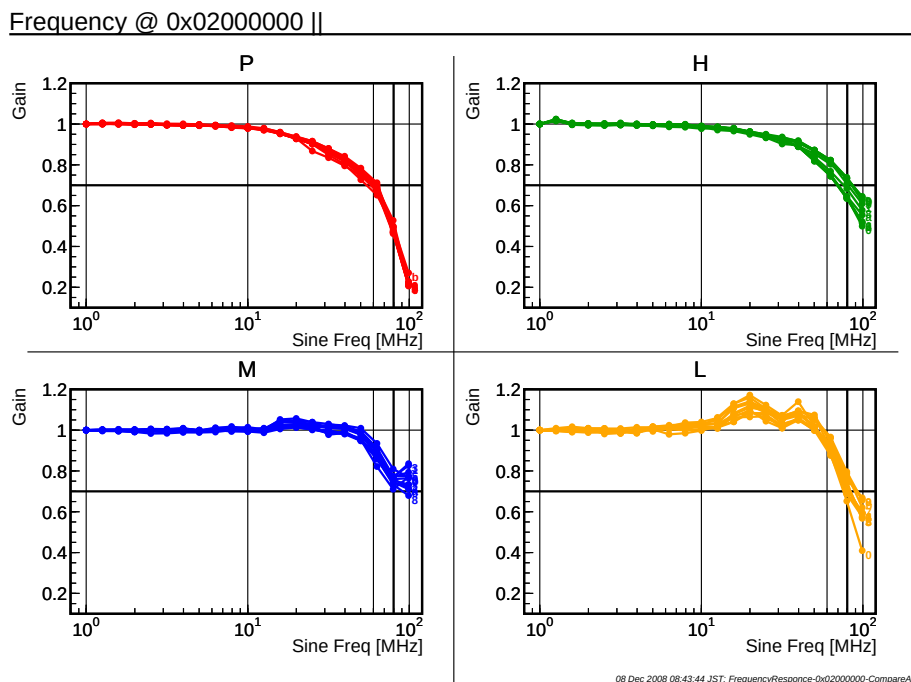


図 6.16: MoGURA ボード 0x02 番, 全チャネルの周波数特性の分布

BLR+MoGURA

BLR の周波数応答測定は BLR の入力に自動計測システムからの出力を入力, 新規回路側出力を MoGURA に入力して行う. また, BLR の既存回路側出力も 50 [Ω] ターミネーションを行う. BLR+MOGURA の周波数応答特性は最も低い周波数応答を示す P ゲインチャネルで 54 [MHz] である. この場合のエネルギーロス は 0.18 [%] に悪化する. 次図では, MoGURA 単体での計測結果と BLR+MoGURA での計測結果を比較して, BLR 単体での周波数特性を抽出した. MoGURA ボード単体での周波数特性がすでに要求する値を切っているため, BLR ボード自体の信号帯域での周波数特性の劣化は起らないようにデザインした. しかしながら, 最も優先すべきノイズレベルの向上のための回路設定により, 20~40 [MHz] で 10 [%] 程度のゲインの劣化が見られる. また 70 [MHz] 以上でピークの存在が確認されるため, 高周波での発振に対する調査が必要である.

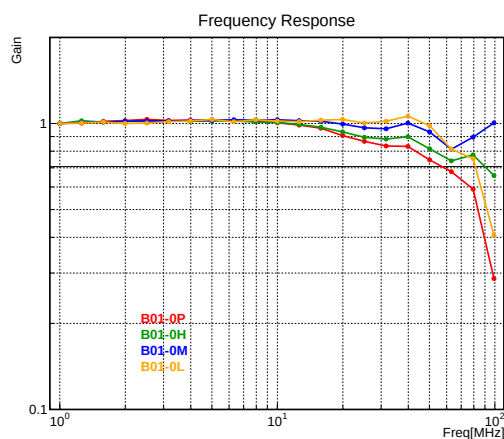
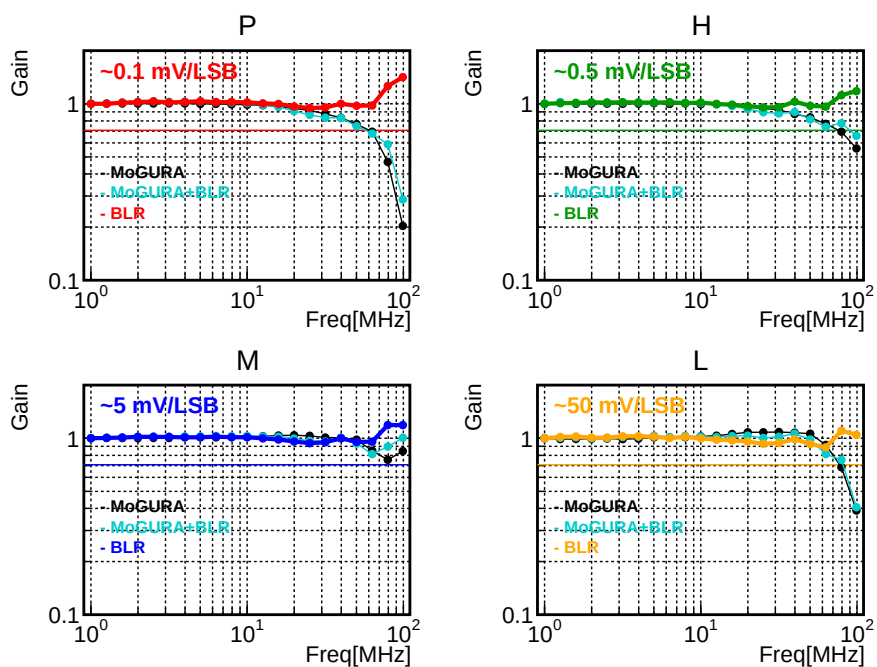


図 6.17: BLR ボード 01 番, チャンネル 12 の出力を MoGURA ボード 0x02 番, チャンネル 0 につないだ時の周波数応答特性

Frequency Response @ 0x01000000-0



21 Jan 2009 16:15:15 JST

図 6.18: MoGURA 単体の周波数応答特性と BLR+MoGURA での周波数応答特性から求めた BLR 単体での周波数応答特性

6.2.4 ゲインリニアリティ特性

ゲインリニアリティの基準は 2 点からなる。まず、各ゲインチャンネルのダイナミックレンジの 20 [%] をキー電圧と呼び、キー電圧は設計ゲインの ± 5 [%] 以内とする。全体のリニアリティはこのキー電圧に対して ± 5 [%] とする。次図のようにこの基準は P, H, M ゲインの 0.1 [mV] から 1 [V] の 10^4 にわたって満たされている。ただし L ゲインチャンネルでは設計からも分かるように高電圧下でのインピーダンス低下によりゲインは良くない。

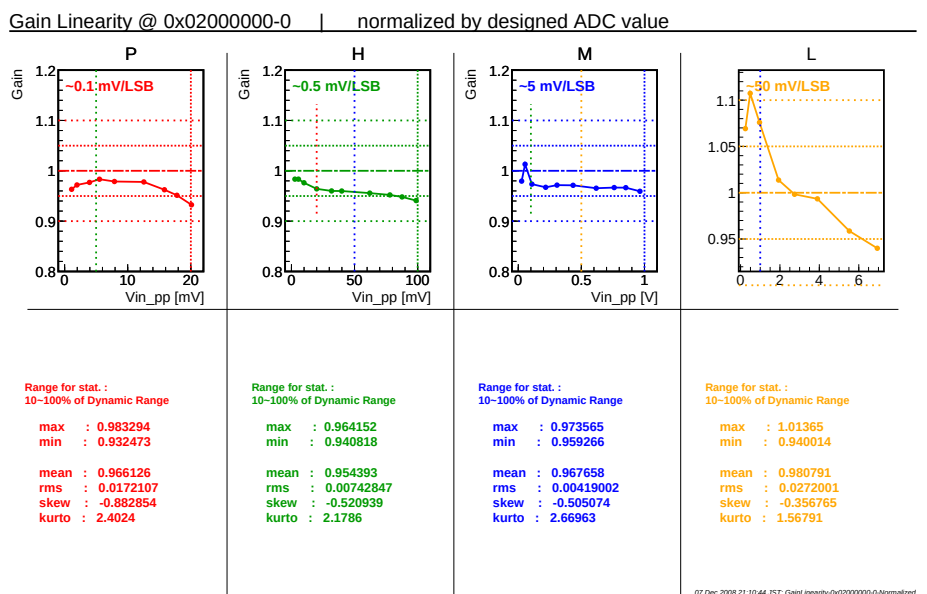


図 6.19: MoGURA ボード 0x02 番, PMT チャンネル 0 の周波数特性

全チャンネルの分布に関しても、キー電圧のばらつき、キー電圧からのばらつきとも P, H, M ゲインで良い値を示している。

BLR+MoGURA

BLR のゲインリニアリティ測定は BLR の入力に自動計測システムからの出力を入力、新規回路側出力を MoGURA に入力して行う。また、BLR の既存回路側出力も 50 [Ω] ターミネーションを行う。周波数特性のときと同様に MoGURA 単体での計測結果と BLR+MoGURA での計測結果を比較して、BLR 単体でのゲインリニアリティ特性を抽出したものが次図である。P, H, M の < 1 [V] の範囲でゲインの誤差は ± 2 [%] 以内に収まっている。

Gain Linearity @ 0x02000000 || normalized by designed ADC value

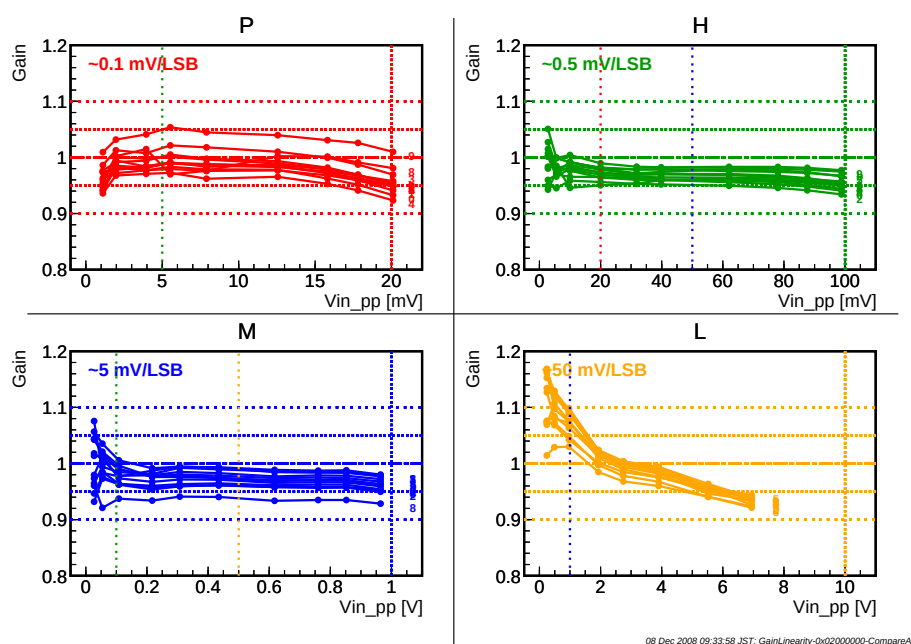


図 6.20: MoGURA ボード 0x02 番, 全チャンネルのゲインリニアリティの分布

Gain Linearity @ 0x01000000-0 | normalized by designed ADC value

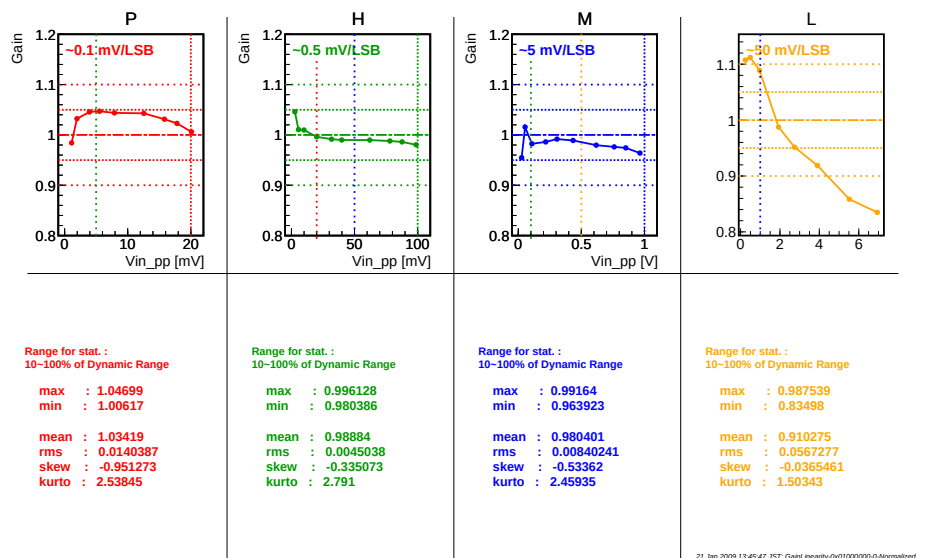
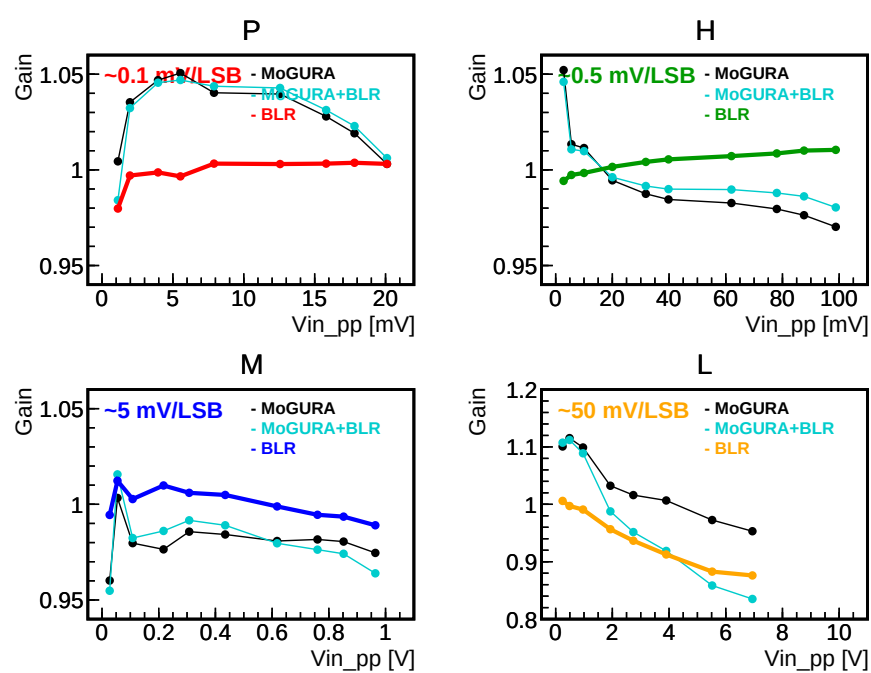


図 6.21: BLR ボード 01 番, チャンネル 12 の出力を MoGURA ボード 0x02 番, チャンネル 0 につないだ時のゲインリニアリティ特性

Gain Linearity @ 0x01000000-0 | normalized by designed ADC value



21 Jan 2009 16:15:15 JST

図 6.22: MoGURA 単体のゲインリニアリティ特性と BLR+MoGURA でのゲインリニアリティ特性から求めた BLR 単体のゲインリニアリティ特性

6.3 小信号取得特性

ここでは KamLAND でオシロスコープを用いて取得した 1p.e. 信号を用いて小信号取得特性を確かめた。

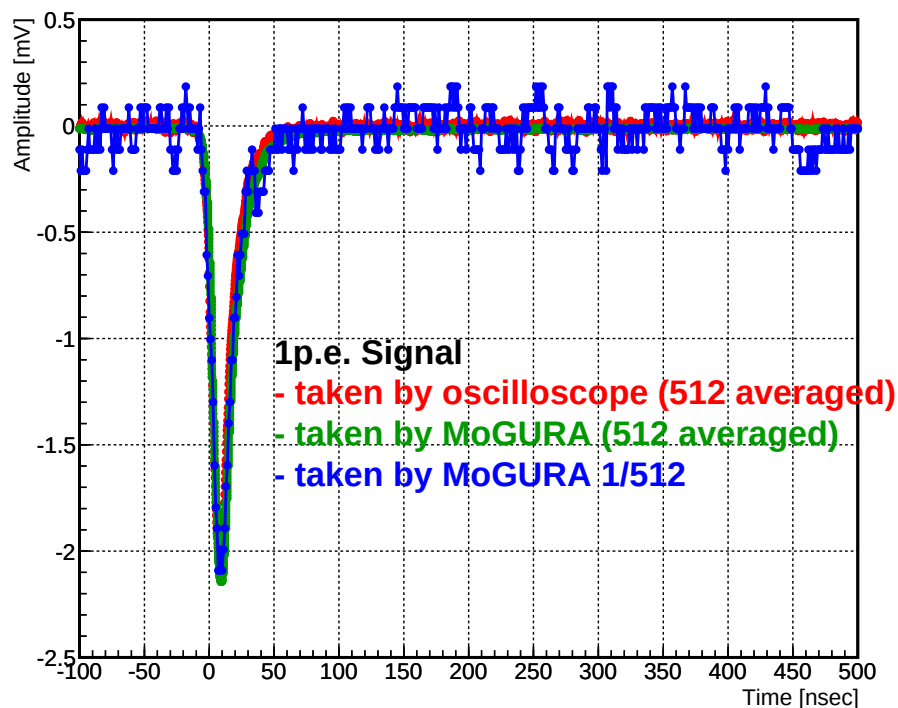


図 6.23: 1p.e. 信号の MoGURA とオシロスコープとの取得比較

赤色がオシロスコープ TDS3032B で取得した 512 回平均の波形。緑色が MoGURA で取得した 512 回平均の波形、青色が、MoGURA で取得した 512 回の波形のうちの一回の波形である。周波数帯域は 60 [MHz] と目標値に達しなかったが、信号を良く再現している。

6.4 ベースライン安定化特性

ベースライン安定化特性は次のセッティングにより計測した。

信号	KamLAND で取得したミュオン 8 [V] のミュオン信号の後に 波高 12 [mV], 時定数 470 [μ sec] のエクスポネンシャルカーブを追加した波形を作成 これを信号発生器に読み込ませ、元通り波高 8 [V] で出力させる。
取得	1.BLR なしで信号発生器の出力を MoGURA に入力し波形を取得する 2.BLR に出力を行い、さらに BLR の出力を MoGURA に入力し波形を取得する

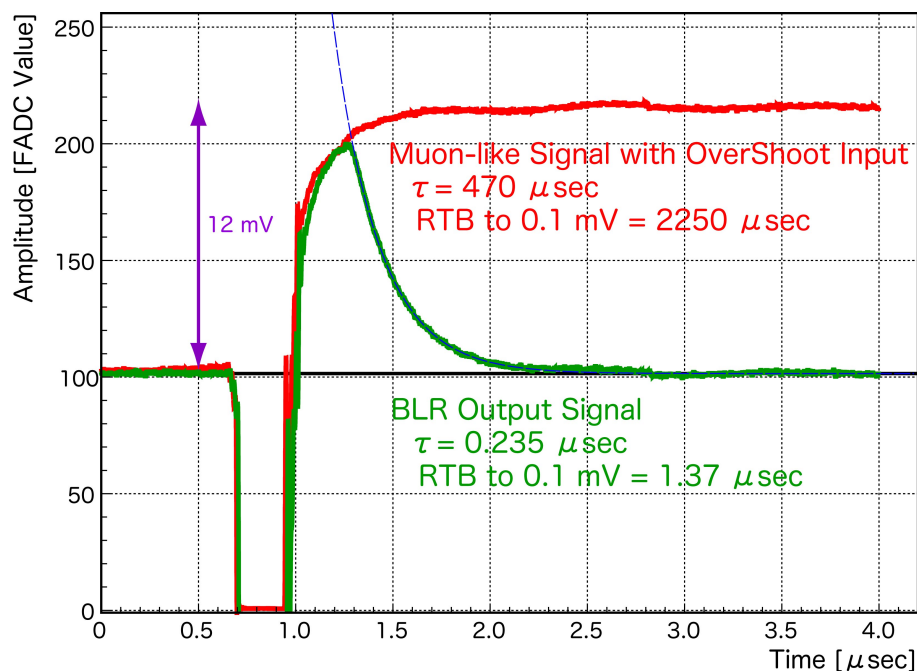


図 6.24: オーバーシュート安定化特性

上図において赤色が BLR を通さない記録を行ったときの波形で、緑色が BLR を通したときの波形である。ただし、信号源のノイズを落とすためにそれぞれ信号を 1000 回ずつ取得し、平均化している。緑色の BLR によりオーバーシュートが安定化されている波形において、ベースラインから 0.1 [mV] (P ゲインチャネルの 1 [ADC] 値) までの復帰時間は 1.37 [μsec] である。これは目標値 1 [μsec] に届かないが、目標値達成時のミューオン後中性子捕獲率 (大信号後小信号捕獲率) が 99.52 [%] から 99.34 [%] に劣化するだけですみ、中性子の発生数が平均 2 個未満、最大 60 程度であることから受け入れられる。

6.4.1 トレードオフ

実回路シミュレーションで示した通り、BLR では信号通過時にダイオードに逆電流が発生し、理想ダイオード回路部から LPF 回路部にかけての電圧が低下する。この後、信号が 0 に戻るときの追従の遅れにより、減算回路での処理の結果、BLR 自体がオーバーシュートを発生する。BLR の作るオーバーシュートの高さや時間の入力信号に対する相関は上図のようになる。ここで、オーバーシュートの回復時間はベースラインから 0.1 [mV] (P ゲインチャネルの 1 [ADC] 値) まで復帰する時間としている。図から分かるように、オーバーシュートの高さや時間の関係には良い相関が有る。理想ダイオード回路が作動してオーバーシュートが回復するときは、理想ダイオード回路から直列で入っている LPF 回路の時定数に従うエクスポネンシャルの波形を示す。これは復帰に要する時間が、理想ダイオード回路が作動したときの電圧に依存することを意味し、実際波高の上昇が止まるのと同時に、回復時間の伸びも止まっている。波高の上昇が止まるのは、片電源の OP アンプを選定したことによって、電圧がその値以上下がらないことによる。

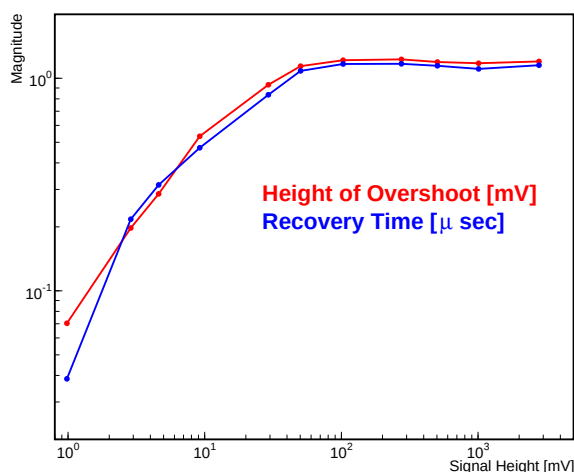


図 6.25: BLR の作るオーバーシュートの高さや時間の入力信号に対する相関

次にこのオーバーシュートの影響について考える。まず, KamLAND での実際の 1p.e. の振幅を調べるため, KamLAND で実際に MoGURA を使って信号レートと信号の高さの関係を測定し, その結果から次の図が得られた。赤色がある閾値での観測された信号レートを示し, 緑色がそこから計

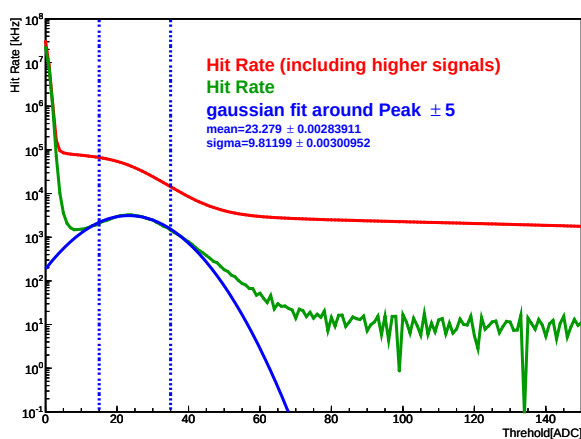


図 6.26: P ゲインチャンネルにおける KamLAND の信号レートと閾値の関係

算した, ある閾値と同じ高さの信号のみの信号レートを示す。青色は 25 [ADC](2.5 [mV]) のピーク付近での緑色のレートに対するガウシアンフィッティングの結果である。1p.e. 信号が 2.2 [mV] 程度の振幅を持つことが分かっているので, このピークは 1p.e. のものと考えられる。フィッティングの結果, 1p.e. 信号の振幅の平均は 23.3 [ADC](2.33 [mV]) で分散は 9.8 [ADC](0.98 [mV]) であると分かった。このためこれからのデータ取得にピークバレー値の 5 [ADC](0.5 [mV]) を用いると, オーバーシュートの間に 1p.e. 信号が入った場合トリガの実効効率が 60 [%] 以下に落ちて問題となる。次にこのようにオーバーシュートに信号が入る確率を考える。KamLAND で通常生じ

ている物理信号の中で連発するものは最も早い時定数を持つもので中性子の $207 [\mu\text{sec}]$ であり, BLR が回復しきれなかったオーバーシュートの場合と同じ考え方により影響は少ないことが分かる. 一方で偶発的に異なる物理信号が連発した場合を考える. この場合, 現在の物理データの収集において, トリガレートが $100 [\text{Hz}]$ であることから, 任意の信号の後に $1 [\mu\text{sec}]$ のウィンドウに他の信号が入る確率は信号幅を $30 [\text{nsec}]$ として $0.01 [\%]$ 以下であり, これも影響は少ない. よって, このオーバーシュートは受け入れられる.

6.5 デッドタイムフリー性能

ここでは, ミューオン信号直後の信号取得を模したテストを行い, デッドタイムフリー性能を確かめた. テストに用いた波形は, KamLAND で取得したミューオン信号と KamLAND で取得した 1p.e. 波形を 2p.e. 程度に増幅したものである. これらを信号発生器上で組み合わせ, ミューオン信号後 $1 [\text{msec}]$ の間に計 199 個の 2p.e. 信号が発生するようにした. また, その頻度は中性子捕獲と同じ時定数 $210 [\mu\text{sec}]$ で発生するようにしている. これは多くとも 60 個程度という中性子の数に対して非常に大きく, これが問題なく取得できれば, デッドタイムフリーと言ってよい. 結果は次のとおりである. 疑似ミューオン信号が 1 個と, 疑似中性子信号が 199 個の計 200 個が問題なく取

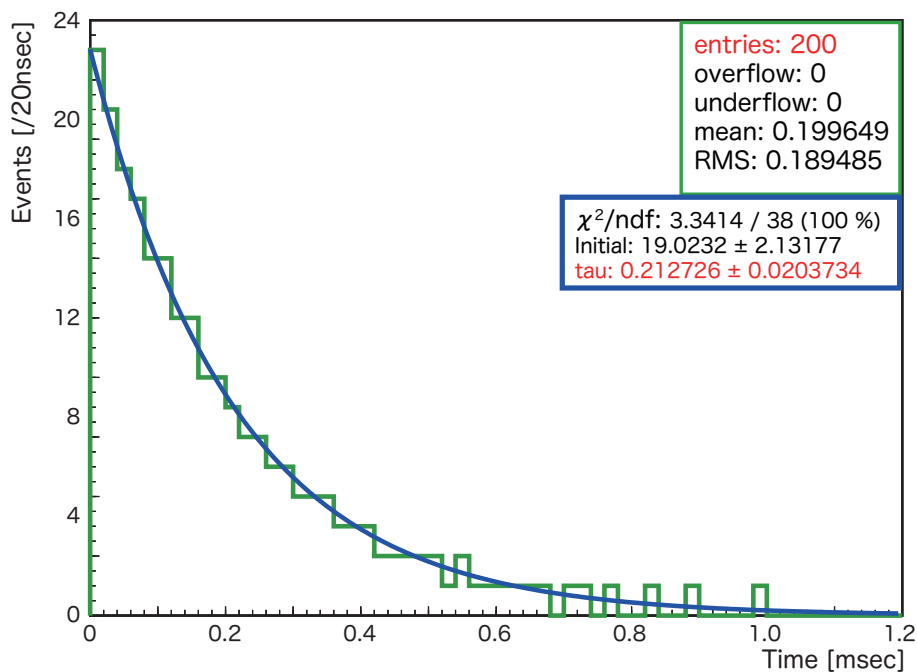


図 6.27: MoGURA で取得した疑似ミューオン信号後の中性子捕獲

得できている. またその時定数も $213 \pm 20 [\mu\text{sec}]$ で合致する. よって, MoGURA はデッドタイムフリー性能を達成していると言える.

以下に参考に疑似ミューオン信号と最初の 3 つの疑似中性子信号の波形を表示する. 左上のミューオン信号は電圧が $4 [\text{V}]$ 程度で幅が $250 [\text{nsec}]$ であり, 実際のミューオンの中では比較的大きいも

のである。ここでの波形記録手法は Acquire-Hit であり, PHM ゲインチャンネル (赤, 緑, 青色) はそれぞれ飽和した時点で記録を終了している。また, 設定ウィンドウ幅は 120 [nsec] に設定しているが, L ゲインチャンネル (橙色) はベースラインまで戻らなかったために設定ウィンドウ幅を超えて記録を行っている。一方, 小信号に関しては, 右上では PH ゲインのみが記録され, 下の 2 つでは P ゲインのみが記録されている。これは記録されなかったゲインの波高が, 記録閾値を超えなかったためである。このように Acquire-Hit では記録すべき情報を必要十分な形で残すことができる。

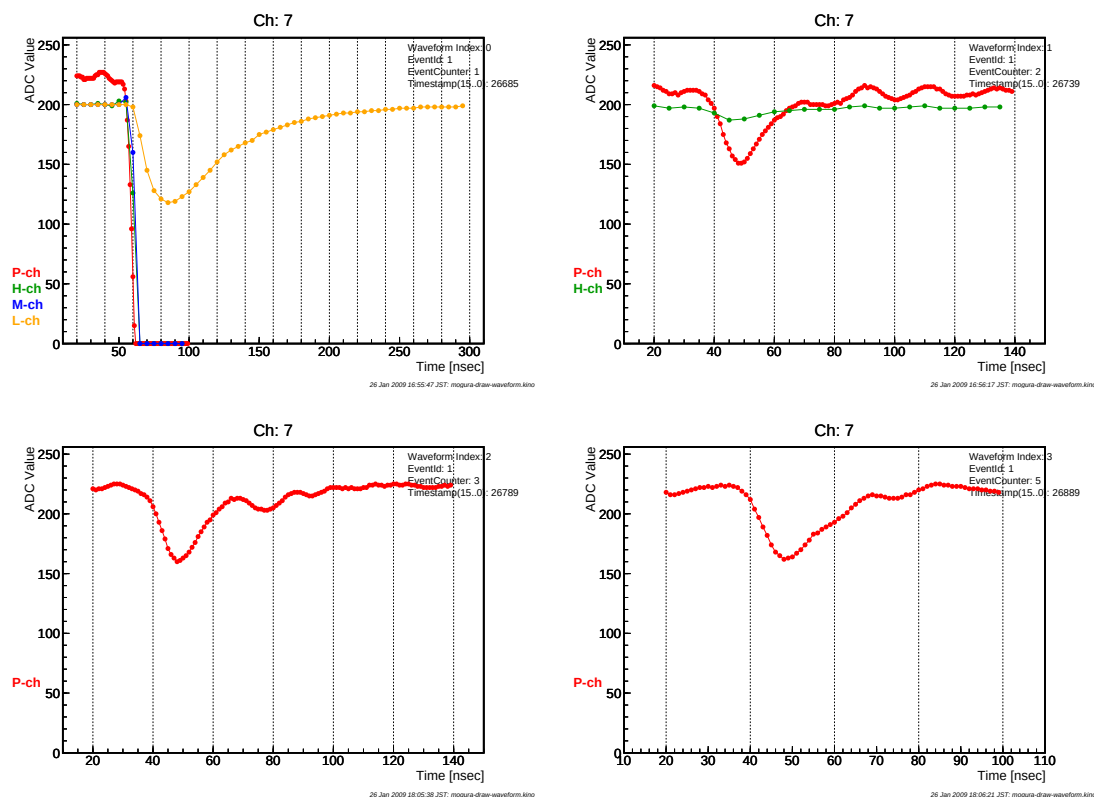


図 6.28: MoGURA で取得した疑似ミュオン信号後の中性子捕獲事象に対する波形:疑似ミュオン信号 (左上) と疑似中性子信号 (右上, 左下, 右下)

第7章 結論

7.1 エレクトロニクスの性能

エレクトロニクスの主要性能についてここでまとめる．

デッドタイムフリー性能	^{11}C タギングを行うのに必要な、ミューオン後 1 [msec] 間の最大データ取得回数は目標値 60 を超え、少なくとも 200 回まで可能．
オーバーシュート回復性能	目標値 1 [μsec] より悪い 1.37 [μsec] であるが、中性子捕獲率は 99.34 [%] を保つ．
ノイズレベル特性 MoGURA 単体 MoGURA+BLR	目標値 0.1 [mV]． 目標値を下回る 0.08 [mV] である． 目標値を上回る 0.13 [mV] である．
周波数帯域特性 MoGURA 単体 MoGURA+BLR	目標値 68 [MHz]． 目標値を下回る 60 [MHz] であり、エネルギーロス は 0.10 [%] である． 目標値を下回る 54 [MHz] であり、エネルギーロス は 0.18 [%] である．
ゲインリニアリティ特性 MoGURA 単体 MoGURA+BLR	PHM ゲインにおいて目標値 ± 5 [%] を満たす． L ゲインにおいてはゲインリニアリティはない． PHM ゲインにおいて目標値 ± 5 [%] を満たす． L ゲインにおいてのゲインリニアリティはさらに悪化する．

目標値に到達しなかった性能に関する対策は以下のとおりである．

オーバーシュート回復特性は捕獲率の低下が少なく受け入れられる．また、BLR 自身の作り出すオーバーシュートに関してもデータ取得にたいする影響は少なく、これも受け入れられる．ノイズレベルに関しては、SN 比が悪くなるため、より高精度の解析で対処する．周波数特性の劣化に関してはエネルギーロスが少ないことから、受け入れられる．ゲインリニアリティに関しては特に L ゲインチャンネルにおいてリニアリティの劣化が激しい．しかしながら、この問題は詳細な入力電圧とゲインの関係のテーブルを作り、これにより較正することで補正できる．

以上から、MoGURA および BLR により KamLAND における CNO サイクル太陽ニュートリノ観測が可能となると結論づけることができる．

7.2 CNO サイクルニュートリノ観測の展望

前項の要請から、これらエレクトロニクスを使用するためには、詳細なゲイン較正テーブルを準備する必要がある．またこのエレクトロニクスのためのトリガロジックを考案する必要がある．こ

れはノイズ耐性の向上の側面としても重要であるが、 ^{11}C タギングをはじめとする、これまでの KamFEE では見ることができなかった信号レートに対して MoGURA では記録ができるからである。このエレクトロニクス of KamLAND へのインストールに際しては、BLR によって分岐された後のケーブル長および MoGURA 内部での処理遅延が同一であることが保証されないため、タイミングキャリブレーションを行う必要がある。ただし、これに関しては既存エレクトロニクス KamFEE で用いられた手法がそのまま利用できる。

この後において実際のデータ取得に入ることができる。トリガ作成、インストール、キャリブレーションを終わらせ、2009 年後半からのデータ収集に入りたい。

参考文献

- [1] John N. Bahcall. Neutrino Astrophysics, Cambridge University Press. 1989.
- [2] 斉尾英行. 星の進化. 培風館, 1992
- [3] Sarbarni Basu and H. M. Antia. Helioseismology and solar abundances. Phys. Rept., 457:217-283, 2008.
- [4] Frederick Reines. The Early Days of Experimental Neutrino Physics. Neutrinos in Cosmic Ray Physics and Astrophysics, pp. 71-84, 1990.
- [5] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Raymond Davis, Jr. et.al., Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the HOMESTAKE Chlorine Detector. Astrophys. J., 496:505-526, 1998.
- [6] B.Aharmin, et.al.(SNO Collaboration). Electron Energy Spectra, Flux and Day-Night Asymmetries of ^8B Solar Neutrinos from the 391-Day Salt Phase SNO Data Set. Phys. Rev., C72, 055502, 2005.
- [7] John N.Bahcall, Aldo M. Serenelli and Sarbani Basu. New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes. Astrophys. J., 621:L85-L88, 2005.
- [8] Martin Asplund, Nicolas Grevesse and A. Jacques Sauval. The solar chemical composition. Nucl. Phys., A 777, 2006.
- [9] John N.Bahcall, Aldo M. Serenelli and Sarbani Basu. 10,000 Standard Solar Models: A Monte Carlo Simulation. Astrophys. J. Supplement Series., 165:400-431, 2006.
- [10] A. M. Serenelli. Standard solar model calculation of the neutrino fluxes. Nucl. Phys. B., 168:115-117, 2007.
- [11] Carlos Pena-Garay and Aldo M. Serenelli. Solar neutrinos and the solar composition problem. Astro-ph, arXiv:0811.2424v1, 2008.
- [12] Cristiano Galbiati and Andrea Pocar et.al., Cosmogenic ^{11}C production and sensitivity of organic scintillator detectors to pep and CNO neutrinos. Phys. Rev., C71, 055805, 2005.
- [13] 清水格. An Evidence for Spectral Distortion of Reactor Anti-Neutrinos and A Study of Three Flavor Neutrino Oscillation. 博士論文, 東北大学, 2004.

- [14] 榎本三四郎. Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND. 博士論文, 東北大学, 2005.
- [15] 市村晃一. Precise measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND. 博士論文, 東北大学, 2007.
- [16] Lindley A. Winslow. First Solar Neutrinos from KamLAND: A Measurement of the ^8B Solar Neutrino Flux. PhD Thesis, University of California, Berkeley, 2008.
- [17] 荒木孝之. 高速中性子バックグラウンドの KamLAND における研究および KASKA での評価. 修士論文, 東北大学, 2004.
- [18] 竹内慎. ^7Be 太陽ニュートリノ検出のためのカムランド液体シンチレータの蒸留生成法の開発研究. 修士論文, 東北大学, 2005.
- [19] 中島恭平. 濃縮法によるカムランド液体シンチレータ用の高感度ラドン検出器の開発. 修士論文, 東北大学, 2006.
- [20] John Bahcall home page <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>
- [21] 清水格. Toward pep/CNO Observation. Talk at KamLAND Collaboration Meeting, 2005.
- [22] 清水格. Spallation ^{10}C . Talk at KamLAND Collaboration Meeting, 2006.
- [23] 清水格. Spallation Paper Status. Talk at KamLAND Collaboration Meeting, 2008.
- [24] 遠坂俊昭. 電子回路シミュレータ SPICE 入門編/実践編. CQ 出版社. 2004.
- [25] Walter G. Jung. Op Amp Applications Handbook (Analog Devices Series). Newnes. 2004.
- [26] 稲葉保. アナログ技術センスアップ 101. CQ 出版社. 2007.