

平成 27 年度

修士論文

Belle II 実験

Level-3 ソフトウェアトリガーの開発

1 月 8 日提出

首都大学東京大学院 理工学研究科物理学専攻

学修番号 14879311

梶原 春花

指導教員：角野 秀一 准教授

目次

第 1 章	序論	2
1.1	CP 対称性の破れの検証と B 中間子の物理	3
1.1.1	CP 対称性の破れの検証	3
1.1.2	B 中間子の物理	4
1.2	新物理の候補	8
1.3	Belle II の目指す物理	10
1.3.1	新物理起源の CP 非対称度	11
1.3.2	レプトニック崩壊と荷電ヒッグス	14
1.3.3	τ の崩壊	16
1.3.4	ハドロンの物理	17
第 2 章	SuperKEKB 加速器と Belle II 実験	18
2.1	SuperKEKB 加速器	18
2.1.1	バックグラウンド	20
2.2	Belle II 検出器	22
2.2.1	PXD,SVD	23
2.2.2	CDC	24
2.2.3	TOP	26
2.2.4	Aerogel RICH	27
2.2.5	ECL	29
2.2.6	KLM	32
2.2.7	データ収集システム	32
2.2.8	本研究の目的	33
第 3 章	トリガー・データ収集システム	34
3.1	トリガーシステム	34
3.1.1	CDC トリガー	36
3.1.2	ECL トリガー	42
3.2	データ収集システム	43
3.2.1	検出器読み出し	43
3.2.2	High Level Trigger	45
3.3	ソフトウェアトリガー	47
3.3.1	フレームワーク	47
3.3.2	Level 3 トリガー	48
3.3.3	物理トリガー	52
第 4 章	Level 3 トリガーの開発	53
4.1	Level 3 に要求される性能とチェックすべきモード	53
4.2	generic モードを用いた CDC トラック情報	54
4.3	generic モードを用いた ECL エネルギー情報	56
4.4	選別条件の妥当性	61
4.4.1	CDC-ECL カットの相補性	61

4.4.2	選別条件の安定性	63
4.4.3	バックグラウンドに対する耐久性	64
第 5 章	generic 以外のモードの事象効率	67
第 6 章	データ収集システム実機を用いた Level-3 トリガー性能評価	70
第 7 章	まとめと今後	72
謝辞		73

目次

1.1	高エネルギー加速器研究機構の鳥瞰図	2
1.2	ユニタリ三角形	4
1.3	B^0 - \bar{B}^0 系における混合を表すファインマン図の例	5
1.4	非対称エネルギーでの B 中間子の生成崩壊の概念図。CP side の \bar{B}^0 が $J/\Psi K_S$ へ崩壊した時刻 t_2 と tag side の B^0 がその終状態へと崩壊した時刻 t_2 の差が Δt 。これは Lorentz boost の効果で飛行距離にしておよそ $\Delta Z \sim 200 \mu\text{m}$ となり、実験で観測可能なオーダーとなる。	5
1.5	$B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ を表すダイアグラム	6
1.6	$B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ の崩壊時間 Δt の分布とその結果から得られた CP 非対称度。 $\sin^2 \phi_1$ は振幅 δm は周期から求まる。	7
1.7	様々な実験データより制限された、CKM パラメータをフィットした図	8
1.8	ペンギンダイアグラムの例	10
1.9	高エネルギーでの基本的な力の強さの変化とそれらの強さの統一の図	10
1.10	世界各地の衝突型加速器フロンティア。青線で囲まれている領域がエネルギーフロンティア実験に属し、紫線で囲まれた領域がルミノシティフロンティア実験に属す。	11
1.11	$B^0 \rightarrow \phi K_s^0$, $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$, $B^0 \rightarrow K_s^0 K_s^0 K_s^0$ 崩壊における CP 対称性の破れの測定精度の予想	12
1.12	ペンギン崩壊のファインマン図	13
1.13	$B \rightarrow X_s \gamma$ 崩壊のループダイアグラム	13
1.14	$B \rightarrow \tau \nu$ 崩壊のファインマン図	14
1.15	Belle II 実験で棄却される領域と発見可能な領域	15
1.16	積分ルミノシティに対する $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma, \mu^- \eta, \mu^- \mu^+ \mu^-$ 崩壊の分岐比の歴史的な上限リミット	16
1.17	Belle 実験での新しいハドロン共鳴の相次ぐ発見	17
2.1	SuperKEKB 加速器の概要図	18
2.2	SuperKEKB 完成後の積分ルミノシティの推移予想図 (上) と到達ルミノシティの推移予想図 (下)	20
2.3	ビームバックグラウンドの見積もり。左側が HER、右側が LER で横軸は 0 を衝突点とした時の z 軸方向の距離	22
2.4	Belle II 検出器完成イメージ	23
2.5	Belle II 検出器 (上部) と Belle 検出器 (下部) の断面図の比較	23
2.6	完成イメージ	24
2.7	各層の配置	24
2.8	DEPFET の構造	24
2.9	DSSD の構造	24
2.10	運動量とエネルギー損失 dE/dx の関係	25
2.11	CDC のワイヤー配置	26
2.12	粒子識別原理	27
2.13	プロトタイプ検出器と 2GeV 陽電子を用いたビームテストにおける到達時間とチャンネルの位置関係をデータと MC で比べたもの	27

2.14	TOP モジュールの構造図	27
2.15	MCP-PMT	27
2.16	K/π 粒子識別の概略図	28
2.17	A-RICH 完成イメージ	28
2.18	シリカエアロゲル:左が単層の場合、右が複層の場合の概念図	28
2.19	HAPD	29
2.20	HAPD の増幅原理	29
2.21	ECL の構造図	29
2.22	ECL 用クリスタル	30
2.23	ECL の 1 ユニットの構成	30
2.24	信号処理エレクトロニクスのブロック図	31
2.25	Belle と Belle II での読み出しスキームの比較	31
2.26	KLM の設置図	32
2.27	エンドキャップモジュールの概念図	32
2.28	1 ストリップ構造	32
3.1	Belle II トリガーシステムの概要図	36
3.2	CDC サブトリガーシステムの概要	37
3.3	CDC サブトリガーシステムのハードウェア構成	38
3.4	トラックセグメント (TS) のジオメトリによる違い 左が最内層での TSF、右が外層での TS	39
3.5	共用変換のイメージ概要図 左が CDC のトランスバース平面、右が共形平面	40
3.6	共形平面上の直線の原点への最も近い道の点への距離 R と角度 Φ 。	40
3.7	トラックリコンストラクションのアルゴリズム	41
3.8	トリガーシステムの概要	42
3.9	クラスタリングのロジック	43
3.10	Belle II データ収集システムの全体像	44
3.11	HLT の 1 ユニット。各ユニットは入出力をともにリングバッファを通してイベントの分配収集を行うことでロードバランシングを行う	45
3.12	HLT の 2nd ユニット (5PC ノード)	46
3.13	HLT とオフラインでのデータプロセスチェーン。最大の違いは解析アルゴリズムが使う calibration constant の扱いで DAQ 側が更新頻度が低く offline 側は高い	47
3.14	それぞれのパラメータ	48
3.15	ECL クリスタル (数字はセル ID) の θ ID(横列) と ϕ ID(縦列)	51
3.16	クラスターとシードのイメージ図	51
4.1	CDC トラック: d_ρ	55
4.2	CDC トラック: z_0	55
4.3	CDC トラック: P_T	55
4.4	CDC トラック: d_ρ	56

4.5	CDCトラック: z_0	56
4.6	CDCトラック: P_T	56
4.7	ECL エネルギー:事象あたりの合計エネルギー	57
4.8	ECL エネルギー:事象あたりの合計エネルギー	57
4.9	バックグラウンドなしの MC でのヒットマップ	58
4.10	バックグラウンドありの MC でのヒットマップ	58
4.11	バックグラウンドありの MC で 10MeV 以下のヒットを捨てた	58
4.12	タイミング情報:generic	59
4.13	エネルギー情報:generic	59
4.14	シードエネルギー	60
4.15	クラスターエネルギー	60
4.16	事象合計エネルギー	60
4.17	事象合計エネルギー	61
4.18	good トラック	62
4.19	事象合計エネルギー	62
4.20	エネルギー情報:generic	65
4.21	タイミング情報:generic	65
5.1	イベントあたりの合計エネルギー値: τ_{pair}	68
5.2	イベントあたりの合計エネルギー値:beamBG	69

表目次

1.1	$B \rightarrow \nu$ の分岐比	14
2.1	KEKB と SuperKEKB の主なビームパラメータの比較	19
2.2	Belle, BelleII における CDC の比較	26
2.3	ECL で用いられるシンチレータの種類と数	30
3.1	最終到達ルミノシティにおける各物理過程に対する生成断面積とトリガーレート	34
3.2	Belle II データ収集システムの要求性能	43
3.3	物理トリガーの選別条件	52
4.1	チェックしたモードのまとめ	54
4.2	generic	63
4.3	CDC トリガーの条件を変えた場合	63
4.4	ECL トリガーの条件を変えた場合	64
4.5	バックグラウンド量を変化させた時 CDC トリガーの耐久性	64
4.6	バックグラウンド量を変化させた時 ECL トリガーの耐久性	65
4.7	generic	66
4.8	ビームバックグラウンド事象	66
5.1	continuum	67
5.2	τ pair	67
5.3	$K^*\gamma$	67
5.4	$\tau\nu$	68
5.5	ビームバックグラウンド (電子)	68
6.1	$\Upsilon(4S)$	70
6.2	ビームバックグラウンド事象	70
6.3	$\Upsilon(4S)$: ビームバックグラウンド事象 = 1 : 1	71

修士論文概要 2015 年度 (平成 27 年度)

Belle II 実験

Level-3 ソフトウェアトリガーの開発

Belle II 実験は 1999 年から 2010 年まで茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われた Belle 実験のアップグレード実験であり、2018 年に開始予定である。電子・陽電子衝突型円形加速器 SuperKEKB と Belle II 検出器から構成され、現在双方のアップグレードが行われている。Belle 実験の成果として大量の B 中間子対を生成しその崩壊過程を精密測定することにより、B 中間子系での CP 対称性の破れを確証した。Belle II 実験では加速器のルミノシティを 40 倍に向上し大量の統計を貯めることにより、標準模型を超えた新物理の探索を行う。Belle II 実験ではルミノシティの向上に伴い、ハードウェアトリガーレートは 30kHz、検出器から読み出されるデータ量は最大約 30GB/s にも達する。このような大量のデータを全て記録することは困難である一方、トリガーされた事象には物理解析に必要なデータ以外に多くのバックグラウンド事象が含まれている。そのためデータ収集システムでは効率よくバックグラウンド事象を取り除きトリガーレートを 1/3 から 1/6 程度まで削減する必要があり、ソフトウェアトリガーファームでの事象選別が要求される。中でも Level-3 トリガーは事象再構成の直前に検出器の一部の情報を使って不要なバックグラウンド事象を取り除くソフトウェアであり、データ収集全体を効率化させる。事象選別には Belle II 検出器の中の電磁カロリメータ (ECL) のエネルギー情報と中央飛跡検出器 (CDC) の荷電粒子飛跡情報を独自の手法で再構成し用いる。本論文ではモンテカルロシミュレーションを使った Level-3 トリガーソフトウェアの最適化と性能評価について論じる。Level-3 トリガーの最適化では主要な崩壊モードに対して、予想されるバックグラウンド環境を想定した再構成および事象選別アルゴリズムを開発した。さらにより厳しいバックグラウンド環境を想定して新物理探索が期待される様々な稀崩壊モードに対して事象選別効率及びバックグラウンド事象の除去効率の評価を行った。一方でデータ収集システム実機の一部を使いシミュレーションデータに対して Level-3 トリガー導入によるデータ収集性能の向上を検証した。本研究の結果として Belle II 実験で予想されるバックグラウンド下で要求を満たす Level-3 トリガーの選別条件を決定し、データ収集システムの要求を満たす性能が得られることを確認した。

第1章 序論

茨城県つくば市の高エネルギー加速器研究機構 (KEK)(図 1.1) において 1999 年から 2010 年まで行われた電子・陽電子非対称エネルギー衝突型円形加速器実験である Belle 実験は、Belle 検出器とは KEKB 加速器で構成され、最終積算で 7 億 7 千万事象に及ぶ大量の B 中間子のデータを記録するに至った。Belle 実験の成果として代表的なものとして、この大量に生成された B 中間子対の崩壊事象を観測することにより自発的な CP 対称性の破れを検証し、小林・益川模型の実証に貢献したことがあげられる。また他にも D^0 - \bar{D}^0 の振動の発見、 $X(3872)$ の発見に代表される通常のスオンやバリオンの範疇に入らないエキゾチックハドロン候補の発見など非常に多くの成果を挙げた。



図 1.1: 高エネルギー加速器研究機構の鳥瞰図

現在の素粒子物理学において標準理論がニュートリノの振動現象を除いてこれまでに観測された実験結果を説明することに成功している。

しかしながら標準理論は

- 階層性の問題
- 相互作用が統一されておらず、重力も含まれない
- 暗黒物質、暗黒エネルギーを説明できない
- 物質優勢宇宙のなぞ

などの不十分な側面がある。そこで標準模型は究極の理論ではなく低エネルギーでの有効な理論であり、標準理論を内包しこれらの問題を説明できるような新物理の理論があるはずだ

と、いくつかの新たな理論が提唱されている。しかし前述の Belle 実験では統計量により測定精度は制限され、これらの新物理を検証するほどの測定感度を達成できなかった。そのため大統計かつ高精度の電子・陽電子衝突観測を目指し現在建設の進む実験が後継実験となる Belle II 実験である。本章では Belle 実験の成果と新物理の候補、また Belle II 実験で期待される新物理の可能性について幾つかの重要な観測モードの例をあげながら解説していく。

1.1 CP 対称性の破れの検証と B 中間子の物理

C は荷電共役変換、つまり粒子と反粒子の間の変換であり、P は空間反転 (パリティ) 変換である。CP 対称性とはこれら 2 つの変換の積に対する対称性である。CP 対称性の破れが最初に実証されたのは 1964 年に J.W.Cronin, V.L.Fitch らが行った実験で中性 K 中間子系の CP 固有状態の 1 つ K_L が CP 対称性のため崩壊しないと思われていた 2 つの π 中間子 (CP even) への崩壊を含むことを観測されたことだった。

この CP 対称性の破れの原因として 1973 年に小林誠と益川敏英によって提唱されたのが、世代が 3 以上あると弱い相互作用の荷電カレントでの世代間の遷移行列 (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM 行列)) に位相が出て、その位相によって CP 対称性の破れがおこるという小林・益川理論である。

1.1.1 CP 対称性の破れの検証

現在確認されているクォークとしては以下の 3 世代 6 種類が存在する。

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

小林・益川理論によると弱い相互作用を通しての世代間混合は、

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と表される。 d', s', b' は弱い相互作用の固有状態、 d, s, b は質量固有状態を表す。この 2 つの固有状態を結びつける 3×3 行列が CKM 行列と呼び、その各要素 V_{ij} ($i=u, c, t$ $j=d, s, b$) は j クォークから i クォークの遷移振幅を表す。パラメータ (A, λ, ϕ, η) を用いる Wolfenstein 表示を用い、実験から CKM 行列の要素にはヒエラルキーがあることがわかっているのので (λ^3) までの項で表すと

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

となる。CKM 行列はユニタリ行列である必要がある。したがって虚数の位相を含む V_{ub} と V_{td} に対して以下の等式が成り立つ。

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0 \quad (1.4)$$

この条件は複素平面上で図 1.2 のようなユニタリティ三角形と呼ばれる図面を描く。
ユニタリ三角形の内角を CKM 行列で表すと、

$$\phi_1 = \arg\left(\frac{V_{cb}^* V_{cd}}{V_{tb}^* V_{td}}\right) \quad (1.5)$$

$$\phi_2 = \arg\left(\frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{tb}^* V_{td}}\right) \quad (1.6)$$

$$\phi_3 = \arg\left(\frac{V_{cb}^* V_{cd}}{V_{ub}^* V_{ud}}\right) \quad (1.7)$$

小林益川理論の帰結として、後述する B 中間子系に見られるように CKM 行列要素がゼロでない複素位相をもてば CP 対称性の破れが現れる。

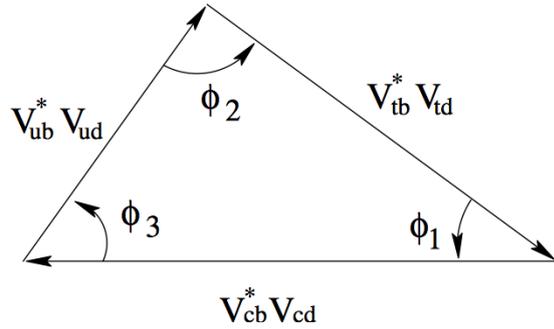


図 1.2: ユニタリ三角形

1.1.2 B 中間子の物理

CKM 行列のパラメータとして有限の複素位相が存在することを実験的に確かめるにあたり、b クォークに関する行列要素 (V_{tb}) が比較的大きな値になることが分かったため、b クォークを含む B 中間子系における CP 非対称性は K 中間子系よりも大きく破れていることが期待された。しかし中性 K 中間子の 2 つの固有状態 K_S と K_L の寿命がそれぞれ $\sim 10^{10}$ と $\sim 5^8$ と約 500 倍も違うのに対し、中性 B 中間子の寿命は両者とも $\sim 10^{12}$ 程度と短いため崩壊の時間差を正確に測ることは不可能であった。そこで B 中間子系での CP 固有状態を直接観測するのではなく、始状態を B^0 か \bar{B}^0 か特定し、 f_{CP} への崩壊時間分布を比較することで B^0 と \bar{B}^0 の CP 非対称性を検証する方法を用いた。

始状態 ($t = 0$) のときに B^0 (\bar{B}^0) であった状態から終状態へと向かう間に互いに中性 B 中間子の 2 つの固有状態を通して遷移しあい、全く同じ CP 固有状態 f_{CP} に崩壊することが理論的に許される。このように B^0 と \bar{B}^0 が混じり合うことは B^0 - \bar{B}^0 混合と呼ばれる (図 1.3)。同じ状態に 2 つの経路での遷移が可能な場合 2 つの経路間には干渉が起き、 B^0 と \bar{B}^0 の崩壊率は異なる。このような混合を通じて CP 対称性が観測される現象は CP 非保存 (mixing-induced CP violation) と呼ばれる。

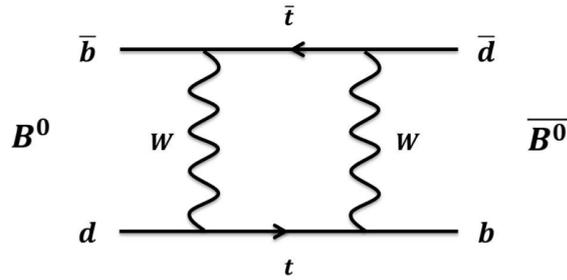


図 1.3: B^0 - \bar{B}^0 系における混合を表すファインマン図の例

B 中間子を生成するためには、電子陽電子対消滅によって生じる $\Upsilon(4S)$ というボトモニウム共鳴状態が $B^0\bar{B}^0$ に崩壊することを利用する。 $\Upsilon(4S)$ の質量は $m=10.58 \text{ GeV}/c^2$ なので、衝突エネルギーは重心系でこのエネルギーになるように設定されている。しかし前述のように静止状態で生成された B 中間子の崩壊時間は非常に短いため、これを解決するために非対称エネルギー衝突という手法が使われた。これは電子、陽電子をそれぞれ異なる運動量で衝突させることによって衝突後の系に Lorentz boost を生じさせ、観測可能なオーダーまで相対論的に崩壊時間を延ばすというものである。KEKB 加速器では電子を $8.0 \text{ GeV}/c$ 、陽電子を $3.5 \text{ GeV}/c$ という運動量で加速していた。

これらの衝突で生成された B 中間子は図 1.4 のように次々に崩壊していく。

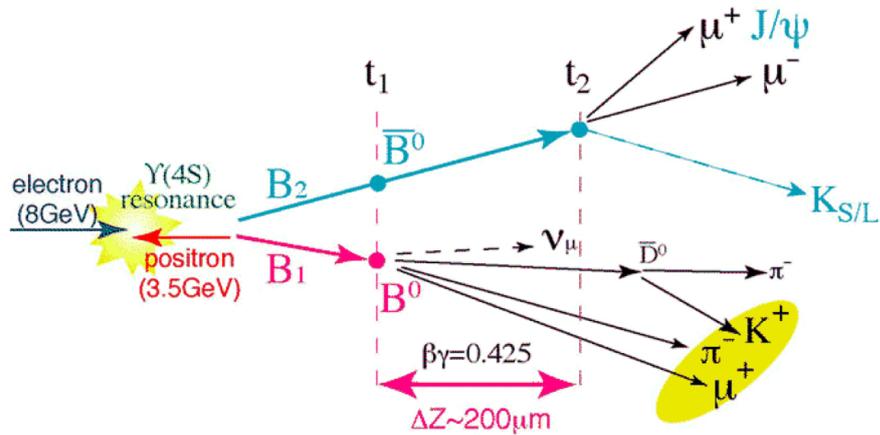


図 1.4: 非対称エネルギーでの B 中間子の生成崩壊の概念図。CP side の \bar{B}^0 が $J/\Psi K_S$ へ崩壊した時刻 t_2 と tag side の B^0 がその終状態へと崩壊した時刻 t_2 の差が Δt 。これは Lorentz boost の効果で飛行距離にしておよそ $\Delta Z \sim 200 \mu\text{m}$ となり、実験で観測可能なオーダーとなる。

ここで CP 対称性の破れを観測した最初の崩壊モードである $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ へと崩壊するモードを考える。その中には図 1.5 の上図のように tree diagram を経て CP 固有状態である $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ へと崩壊するものがあり、これが見たいモードであるが、同時に下図のよう

に B^0 から \bar{B}^0 に遷移して $J/\psi K_S$ へと崩壊するモードもある確率で起こる。これらは終状態が同じで B^0 と \bar{B}^0 を見分けることはできないので、親粒子の同定は CP 固有状態に崩壊する方 (CP side) ではなく、反対側が完全に同定可能であるときのモード (tag side) を観測することによって実現される。図 1.4 では \bar{B}^0 側が CP side、 B^0 側が tag side となり tag side の B^0 から崩壊した荷電粒子 $D^0(\rightarrow K^+ \pi^-)$ 、 π^- 、 μ^+ は CP 固有状態ではないので、それ以外の量子数から B^0 と同定する。
親粒子は B^0 と \bar{B}^0 の場合があり、CP 対称性の観測のためにはこの崩壊事象の差を観測する必要がある。

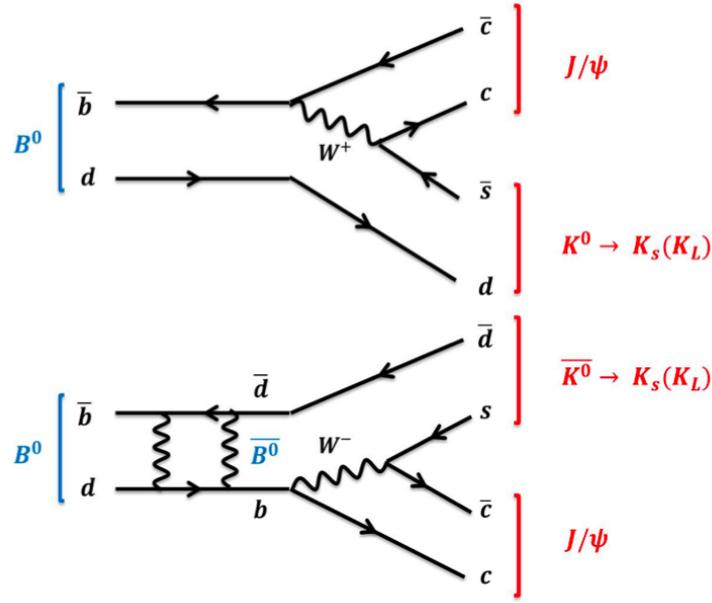


図 1.5: $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ を表すダイアグラム

振幅を A 、質量を m 、崩壊率 γ とした時、崩壊幅は非混合角成分と混合成分と混合・非混合成分の干渉の項からなる以下の式のようになる。

$$\Gamma_{B^0 \rightarrow f(t)} = |A|^2 e^{-\gamma t} \left[\cos^2\left(\frac{\delta m}{2} t\right) + |\lambda|^2 \sin^2\left(\frac{\delta m}{2} t\right) - \text{Im}(\lambda) \cdot \sin(\delta m \cdot t) \right] \quad (1.8)$$

$$\Gamma_{\bar{B}^0 \rightarrow f(t)} = |\bar{A}|^2 e^{-\gamma t} \left[\cos^2\left(\frac{\delta m}{2} t\right) + |\lambda^{-1}|^2 \sin^2\left(\frac{\delta m}{2} t\right) - \text{Im}(\lambda^{-1}) \cdot \sin(\delta m \cdot t) \right] \quad (1.9)$$

よって CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ は

$$\begin{aligned} A_{CP}(t) &= \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f)} \\ &= \frac{2\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2} \sin(\delta m \cdot t) - \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} \cos(\delta m \cdot t) \end{aligned} \quad (1.10)$$

となり、mixing-induced CP violation と Direct CP violation が混ざった形なる。

$B \rightarrow J/\Psi K_S$ の場合、 $\lambda = -e^{-2i\phi_1}$ 、 $t = \Delta t$ として、

$$-\frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2} = 0, \frac{2\text{Im}(\lambda)}{1 + |\lambda|^2} = \sin 2\phi_1 \text{ となるので}$$

$$A_{CP}(\Delta t) = -\xi_{CP} \sin 2\phi_1 \sin(\delta m \cdot \Delta t) \quad (1.11)$$

である。 ξ_f は終状態 f_{CP} で決まり、 $f_{CP} = J/\psi K_S$ の時-1、 $f_{CP} = J/\psi K_L$ の時+1である。 Δm は \bar{B}^0 と B^0 の質量差であり図 1.6 のように δm を求めれば、CP 非対称度 $A_{CP}(t)$ を用いて計算することができる。このように決定した ϕ_1 の測定値と CKM 行列の他の混合角 ϕ_2 、 ϕ_3 の測定結果を組み合わせたものを図 1.7[?] に示す。各測定によって得られた混合角は CKM 行列のユニタリ性とよく一致しており、小林益川理論を支持する結果に支えられた。

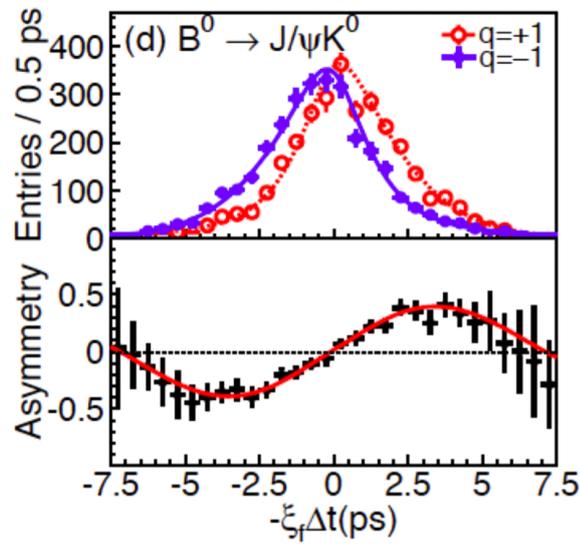


図 1.6: $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ の崩壊時間 Δt の分布とその結果から得られた CP 非対称度。 $\sin^2 \phi_1$ は振幅 δm は周期から求まる。

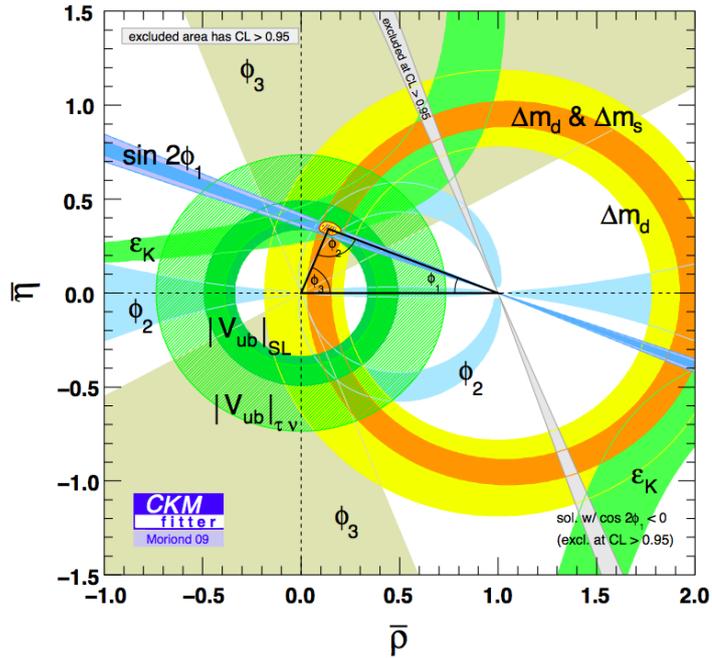


図 1.7: 様々な実験データより制限された、CKM パラメータをフィットした図

1.2 新物理の候補

ここでは前述した新物理の候補の代表例として超対称性理論 (SUSY) を紹介する。

超対称性理論 (SUSY)

新物理の候補としてもっとも有力なのが超対称性理論 (Super Symmetry theory:SUSY) である。この理論は素粒子論だけでなくダークマター候補となる粒子を预言しているため宇宙論とも親和性が高いことから最も期待されており、多くのモデルが提唱されている。フェルミオンとボゾンというスピン統計に対し新たな対称性として“超対称性”を課すことで全てのフェルミオン, ボゾンに対し“スーパーパートナー”を预言することができる。全ての既知の粒子に対しパートナーが存在するので、粒子数が倍増する。

クォーク → スピン 0 のスクォーク
 レプトン → スピン 0 のスレプトン
 ゲージ粒子 → スピン 1/2 のゲージノ
 (グルイーノ、フォティーノ、ウィーノ、ジーノ)
 ヒッグス → スピン 1/2 のヒッグシーノ
 グラビトン → スピン 3/2 のグラビティーノ

SUSY モデルは標準模型を最小限に超対称化した MSSM (Minimum Supersymmetric extension of Standard Model) モデルでさえも 100 以上のパラメータを持つ。スーパーパートナーが現在の衝突器実験で見つからない程度の重さをもつためには、少なくとも部分的にはこれらの質量と mixing のパラメータはソフトな超対称性の破れの機構に基づいているはずであ

る。それゆえ SUSY 粒子の flavor mixing と質量スペクトラムを予言するためには SUSY の破れのメカニズムを詳細に指定する必要がある、これらは TeV スケールより高いエネルギースケールにあるのが一般的である。MSSM で R パリティ ($R=(-1)^{2S+3B-L}$ 。S: スピン、B: クォーク数、L: レプトン数) が保存すると仮定すると、ソフトな超対称性の破れのラグランジアンはスカラー場の質量項とヒッグス mixing 項と 3 本のスカラーカップリング、そしてグルイーノの質量項で記述される。フレーバー物理ではすでに可能な SUSY の破れのセクターに強い制限を与えている。Flavor Changing Neutral Current (FCNC) の相互作用から要求される強い抑制に応じるためには、ソフトな SUSY 破れの項に幾つかの項を導入しなければならない。ここで、いくつか予想される事柄を以下に示す。

- 普遍性: SUSY 破れの項がプランクスケール ($\sim 10^{18}$) や GUT スケール ($\sim 10^{16}$) 高いエネルギースケールで普遍的なフレーバー構造を持つとする。これは低いスケール ($\sim 10^{18}$) でもありうる。この普遍性は重力や標準理論のゲージ相互作用などのフレーバーブラインドな相互作用による SUSY 破れの影響によるものである。ソフトな SUSY 破れの項がフレーバーブラインドなため、スクォークの質量はこれらの項が作られる高いエネルギースケールでは失われてしまう。フレーバー破れの影響は低いエネルギースケールにくりこみを通して現れる。またゲージを介した際の FCNC 過程への影響は極めて抑制されている。
- アライメント: スクォークとスレプトンの質量行列は同じ規則にしたがって対角行列化することができる。フレーバー破れはそこで抑制され、フレーバー破れの過程は不完全なアライメントによって導かれる。しかし、その左巻きのスクォーク間では CKM mixing により必ず破れが起こる。その結果、1 つ目と 2 つ目の生成で上の例のようにスクォークが質量を失ったり、下で説明するようにデカップリングが起きない限り、 $s \rightarrow d$ 遷移あるいは $c \rightarrow u$ 遷移 (あるいはその両方) はかなりの大きさの SUSY の寄与を受ける。K- \bar{K} mixing のような $s \rightarrow d$ 遷移での SUSY の影響はすでに実験的に抑制されており、アライメントモデルは一般的に D- \bar{D} mixing での $c \rightarrow u$ 遷移のシグナルを予言している。
- デカップリング: 1 つ目と 2 つ目のスクォークとスレプトンの生成はフレーバー破れが抑圧されるため、10-100 GeV と十分重い。一般的にこのようなモデルは例えば b クォークと τ レプトン崩壊において、3 つ目の生成での FCNC の大きな影響を予言している。

FCNC 過程の信号と CP 破れはソフト SUSY 破れの項の構造に大きく依存する。

Grand Unified Theory (GUT) は超対称性を導入するための一つの動機である。さらに単一でないカップリングで、GUTs がクォークとレプトンセクターの湯川カップリングに関係している。粒子の中身と対称性は GUT スケール上で変化するため、普遍的なソフト SUSY 破れを仮定したとしても違う FCNC の影響を生み出すことができる。GUTs はクォークとレプトンフレーバー破れ過程の相互作用も予言している。

B の物理における SUSY 探索にとって $b \rightarrow s$ 遷移は重要なチャンネルである。最も大きい影響はペンギンダイアグラム 1.8 から来ており、それゆえこのダイアグラムの正確な測定によってツリーダイアグラムでは起きないことが標準模型で保障されている、ループ内で SUSY 粒子が仮想的にまわる影響を明らかにできると考えられる。

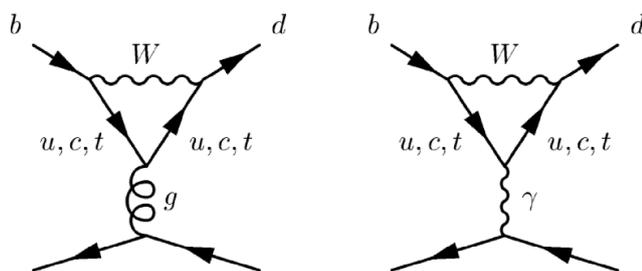


図 1.8: ペンギンダイアグラムの例

最後に、SUSYがあると、大統一理論の階層問題の困難の除去・暗黒物質の最有力候補を与える・超対称性をゲージ化すると重力相互作用を記述できるなどの多くの利点がある。またゲージ粒子の結合定数は、高次補正を入れると運動量遷移 Q^2 の関数として変化するが計算は繰り込み群方程式を使って得らる補正量は関与するゲージ粒子により異なる。SUSYを入れない補正はエネルギーの高いところで3種の相互作用の強さは一致しないが、SUSYを $Q \geq m_{SUSY} \sim 1\text{TeV}$ 付近から入れると、3つの相互作用の強さが一致し、大統一が成立している可能性がある。(図 1.9)

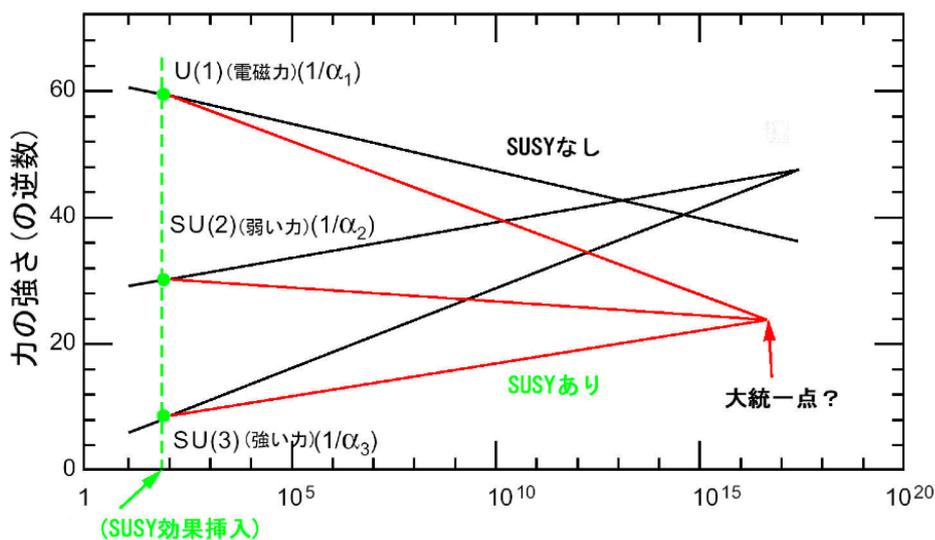


図 1.9: 高エネルギーでの基本的な力の強さの変化とそれらの強さの統一の図

1.3 Belle IIの目指す物理

標準模型を超える様々な新しい理論が提案されているが、そのいずれにおいても TeV のエネルギー領域に新しい物理法則があると考えられている。この TeV 領域の開拓する実験では TeV 領域のエネルギーフロンティア実験によって新粒子を直接生成しその性質を調べるものと、稀崩壊事象に量子トンネル効果によって現れる TeV スケールを超える物理事象

の寄与を大統計を使った高精度測定により探索するルミノシティフロンティア実験によって新物理のフレーバー構造を明らかにするものという2つの相補的なアプローチが重要である。??にこれまでの実験や開発中のものを含めた主要な加速器の重心エネルギーとルミノシティを示す。エネルギーフロンティア実験の代表例はスイス・フランスに設置された大型ハドロン衝突型加速器 Large Hadron Collider(LHC)であり、2012年7月には標準模型の中で唯一未発見であった Higgs 粒子が ATLAS 実験・CMS 実験で発見された。一方で Belle II 実験はルミノシティフロンティアによるアプローチを目指す。以下では Belle II 実験により探索が期待される新物理の寄与について述べる。

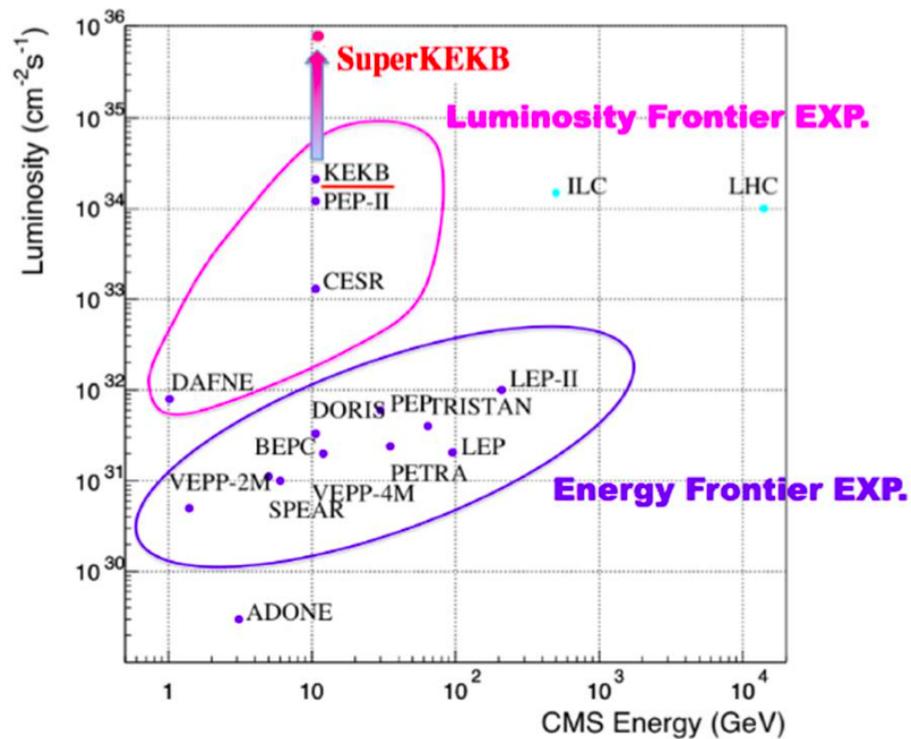


図 1.10: 世界各地の衝突型加速器フロンティア。青線で囲まれている領域がエネルギーフロンティア実験に属し、紫線で囲まれた領域がルミノシティフロンティア実験に属す。

1.3.1 新物理起源の CP 非対称度

Belle II では B 中間子の稀崩壊モードにおける CP 対称性の破れを測定し、系統的に標準模型の予言と比較することによる新物理の関与を調べる必要がある。B 中間子崩壊における CP 破れの新しいソースでの探索の方法が模索されているが、その中で一番進んでいる方法が新物理に感度があるとして知られる $b \rightarrow s\bar{s}s$ 型遷移によって支配される $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ 崩壊と $B^0 \rightarrow J\psi K_s^0$ 崩壊との CP 非対称の mixing 誘導を比べることである。 $b \rightarrow s\bar{s}s$ 型遷移の CP 非対称度とツリーダイアグラムでおこる $b \rightarrow c\bar{c}c$ 型遷移の非対称度はほぼ等しくなるはずだが、もし新物理が存在すると新粒子がペンギンダイアグラムのみに関与することで CP 非対称度が変化すると予想される。この他のにも $b \rightarrow s\bar{s}s$ 型遷移によって支配される有用なモー

ドとして $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$ と $B^0 \rightarrow K_s^0 K_s^0 K_s^0$ などがある。これらの崩壊における CP 対称性の破れの測定精度の予想を図 1.11[?] に示す。Belle II 実験では CP 非対称度の差 $\Delta S = \sin 2\phi_1^{eff} - \sin 2\phi_1$ が $10ab^{-1}$ で $\delta(\Delta) \sim 0.1$ の精度で測定可能で、数 $10ab^{-1}$ で新物理の予言領域へ到達する。

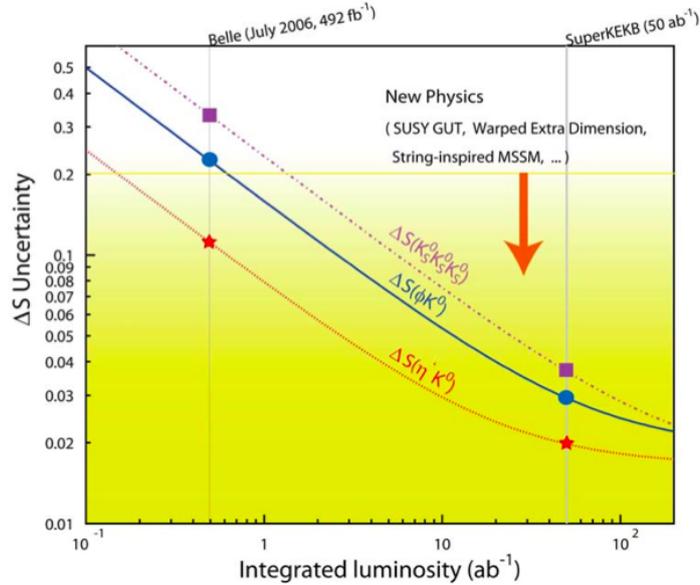


図 1.11: $B^0 \rightarrow \phi K_s^0$ 、 $B^0 \rightarrow \eta' K_s^0$ 、 $B^0 \rightarrow K_s^0 K_s^0 K_s^0$ 崩壊における CP 対称性の破れの測定精度の予想

次に $b \rightarrow s\gamma$ 、 $b \rightarrow d\gamma$ 、 $b \rightarrow sl^+l^-$ といった、電弱ペンギン過程について見ていく。(図 1.12) これらの過程の代表的な崩壊モードは $B \rightarrow K^*\gamma$ 、 $B \rightarrow \rho\gamma$ 、 $B \rightarrow \omega\gamma$ 、 $B \rightarrow K^{(*)}\gamma l^+l^-$ などである。 $b \rightarrow s\gamma$ 過程は 1 ループオーダーで始まるが、デカップリングしないトップクォークのループと CKM 要素 $V_{tb}V_{ts}^*$ が大きいので比較的大きなブランチをもつ。 $b \rightarrow d\gamma$ や $b \rightarrow sl^+l^-$ 過程についてはそれぞれ $|V_{tb}/V_{ts}|^2$ と α_{em} の効果で抑制される。ループダイアグラムは重い仮想粒子によって与えられるので、これらの崩壊過程は標準理論を超えた新物理に感度があると考えられる。さらに新物理の影響は $b \rightarrow s\gamma$ 、 $b \rightarrow d\gamma$ 、 $b \rightarrow sl^+l^-$ でそれぞれ実験的に見分けられるような別の寄与を持つと考えられる。例えば $b \rightarrow s(d)\gamma$ 過程は常に 1 ループ又は高いオーダーのダイアグラムに現れる一方、 $b \rightarrow sl^+l^-$ ではツリーレベルの新しい物理の寄与があると思われる。

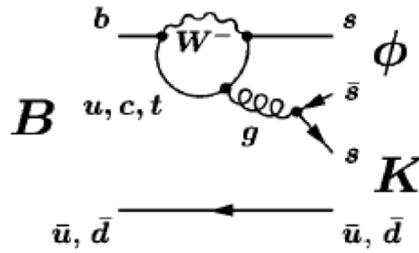


図 1.12: ペンギン崩壊のファインマン図

また電磁ペンギン崩壊 $B \rightarrow X_S \gamma$ および $X_d \gamma$ の崩壊で出る光子に注目すると、標準理論ではこの過程での光子はほぼ左巻きとなり CP 非対称度は ~ 0.02 と予想される。一方、新物理による右巻きカレントがあれば $B \rightarrow X_S \gamma$ と $B \rightarrow \bar{B} \rightarrow X_S \gamma$ の干渉による、時間依存した CP 非対称度が現れる。また $B \rightarrow X_S \gamma$ は標準模型の範囲内ではツリーダイアグラムで禁止されているため、loop を介して観測される。この loop の中に新物理起因の粒子が現れる可能性がある。(図 1.13)

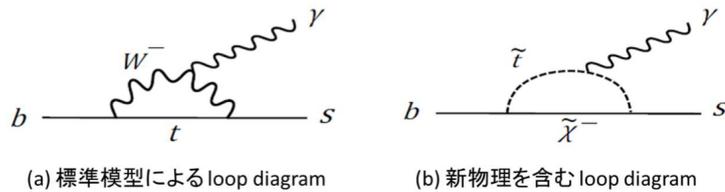


図 1.13: $B \rightarrow X_S \gamma$ 崩壊のループダイアグラム

さらにペンギンダイアグラムで発生した γ または Z^0 がレプトン対に結合して起こる電弱崩壊 $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ ではこの三体崩壊の様々な分布を調べることで、新物理やペンギンループに関与する新粒子の性質を調べることができる。以上より、標準理論を超えた電弱崩壊のために必要なことは以下のような測定である。

- inclusive $B \rightarrow X_S \gamma$ の branching fraction の精密測定
- inclusive $B \rightarrow X_d \gamma$ の branching fraction の測定
- $B \rightarrow X_S \gamma, B \rightarrow K^* \gamma, B \rightarrow X_S l^+ l^-$ などの直接の CP 破れの測定
- photon-conversion における photon polarisation の測定
- フォワードとバックワードの非対称度と $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ と $B \rightarrow X_S l^+ l^-$ における q^2 の分布
- $b \rightarrow s l^+ l^-$ のレプトンフレーバー依存

1.3.2 レプトニック崩壊と荷電ヒッグス

標準理論では純粋なセミレプトニック崩壊過程 $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ は b と \bar{u} クォークの対消滅で W^- ボソンとなる。これがもし新物理が関与すると R パリティ破れの SUSY モデルで、荷電ヒッグス粒子やスフェルミオンなどのさらなるツリーレベルでの寄与が許される (図 1.14)。標準理論が予想する $B \rightarrow \nu$ の分岐比を表 1.1 に示す。これらの崩壊に新粒子が関与すれば、崩壊分岐比は標準理論の値から大きく変化する。

表 1.1: $B \rightarrow \nu$ の分岐比

Decay 倍	SM Prediction
$B \rightarrow e\nu$	$(1.67 \pm 0.42) \times 10^{-11}$
$B \rightarrow \mu\nu$	$(7.07 \pm 1.80) \times 10^{-7}$
$B \rightarrow e\tau\nu$	$(1.59 \pm 0.40) \times 10^{-4}$

図 1.15[?] の左側に Belle II 実験で 95.5% の信頼水準で棄却される領域、右が 5σ で荷電ヒッグスが見つかる領域を示す。ここで右の緑の領域は現在棄却されている領域である。また上段が $5ab^{-1}$ 、下段が $50ab^{-1}$ の時である。このように Belle II 実験では現在測定精度でリミットされている領域についての成果が大きく期待されている。

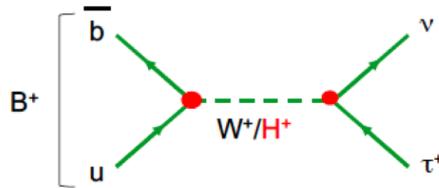


図 1.14: $B \rightarrow \tau\nu$ 崩壊のファインマン図

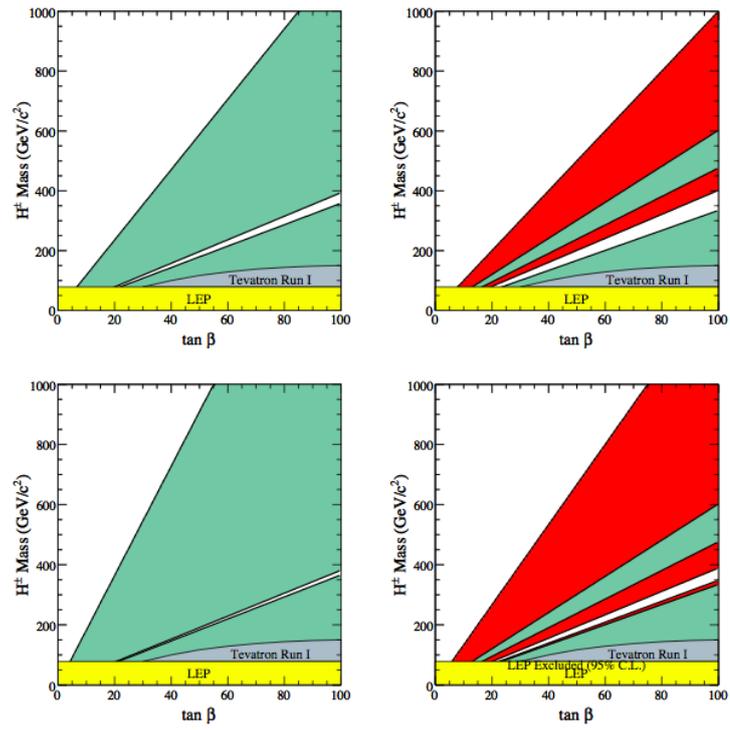


図 1.15: Belle II 実験で棄却される領域と発見可能な領域

1.3.3 τ の崩壊

τ 崩壊でのレプトンフレーバー破れ (LFV) は Belle II 実験において重要な物理ターゲットのひとつである。標準理論におけるレプトンフレーバーの保存はニュートリノが質量を持たないことに基づいている。ニュートリノ振動を観測することはニュートリノの質量が 0 でないこと、つまりレプトンのフレーバーミキシングを意味しており、これはレプトンフレーバーの保存を破っている。有限であるがとても小さな質量と弱い力のスケールを比べると荷電フレーバー破れの過程はかなり強く抑制されており実験的な到達点を超えている。しかしもし新粒子が弱い力のスケールに存在し、レプトンとカップリングするならば状況は異なる。実際 SUSUY など多くの標準模型を超えた理論において、小さなヒッグスモデルと余剰次元は拡張された LFV 崩壊を预言する。実験的に荷電 LFV 崩壊を観測することは新物理の明白な証拠となる。またもし観測されなかったとしても分岐比の上限リミットを与え新物理モデルのパラメータに制約をかけることができる。現在多くの新物理モデルに置いて τ 崩壊における LFV と広いパラメータ範囲が許されている。いくつかのモデルは比較的大きな分岐比を与える一方、極度に小さな分岐比のモデルも存在する。体系的に広範囲の τ 崩壊のモードを探索することはモデル選択やパラメータの制限に対し非常に有効な手段となり得る。Belle 実験では τ の LFV の上限値として $\mathcal{O}(10^{-8})$ の値が得られているがこの測定感度はデータ量で決まるため Belle II 実験では $\mathcal{O}(10^{-9})$ の探索による成果が期待されている。(図 1.16)

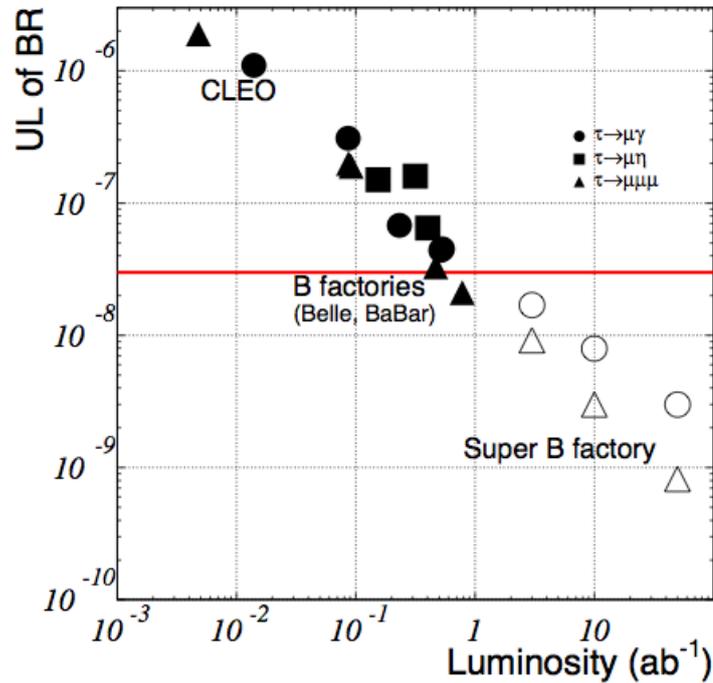


図 1.16: 積分ルミノシティに対する $\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma, \mu^- \eta, \mu^- \mu^+ \mu^-$ 崩壊の分岐比の歴史的な上限リミット

1.3.4 ハドロンの物理

Belle 実験では $D^*\bar{D}^*$ の質量領域に X(3872), Y(4260), Z(4430)⁺ などの新種のエキゾチックハドロンの相次いで発見された。(図 1.17)[?] エキゾチックハドロンの候補となるものは崩壊幅が狭い、クォークコニウム (同じフレーバーのクォーク・反クォークを含むメソン) の予言質量と観測質量が一致しない、重いメソン以外のモードへの崩壊分岐比が大きい、崩壊モードが特徴的などといったのいずれかの性質を持つ。

例えば X(3872) について考えると、 $B \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K$ 過程を再構成して $J/\psi\pi^+\pi^-$ の不変質量分布を見ると $D^*\bar{D}$ 対生成の閾値より高い $3872\text{MeV}/c^2$ に幅の狭いピークが見られ、クォークモデルにこの質量のチャーモニウムは存在しない。これを解明するためにスピン (J)・パリティ (P)・荷電共役パリティ (C) などの量子数と他の崩壊モードの探索が行われ、現在のところ X(3872) は 2 中間子分子とチャーモニウムの混合状態説が有力である。またスピン・パリティは 1^{++} が最有力であるがこれまで未発見であった 2^{--} の可能性も残されており、スピンパリティの実験的な決定が必要である。

Belle II 実験ではより多くの粒子群が見つかる可能性が高いが、それだけでなく、崩壊分布などの精密測定からスピン・パリティなどの量子数を決定しハドロンの理解をすすめることが期待される。

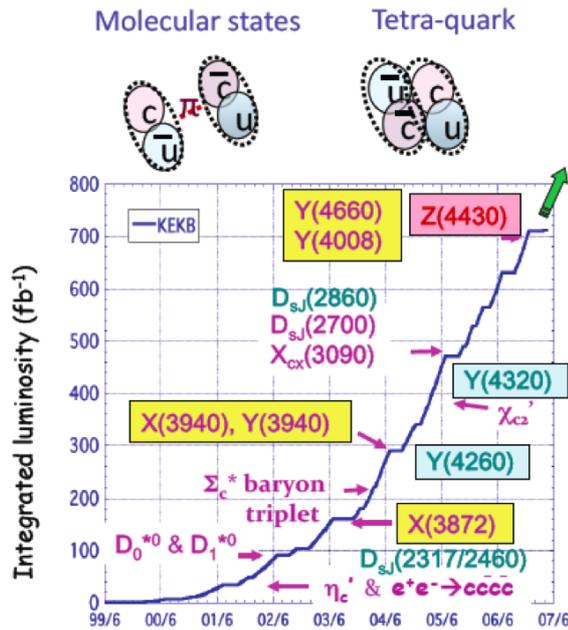


図 1.17: Belle 実験での新しいハドロンの相次ぐ発見

第2章 SuperKEKB 加速器と Belle II 実験

この章では Belle II 実験で使用される加速器と検出器、また加速器のアップグレードにより予測されるバックグラウンドについて解説していく。SuperKEK 加速器は前身の KEK 加速器と比較して 40 倍のルミノシティを目標としており、それに伴った Belle II 検出器の開発も進められている。

2.1 SuperKEKB 加速器

Super KEK 加速器の概要図を図 2.3 に示す。SuperKEKB 加速器では陽電子と電子のエネルギーがそれぞれ $7.0\text{GeV}/c$ と $4.0\text{GeV}/c$ に変更された。

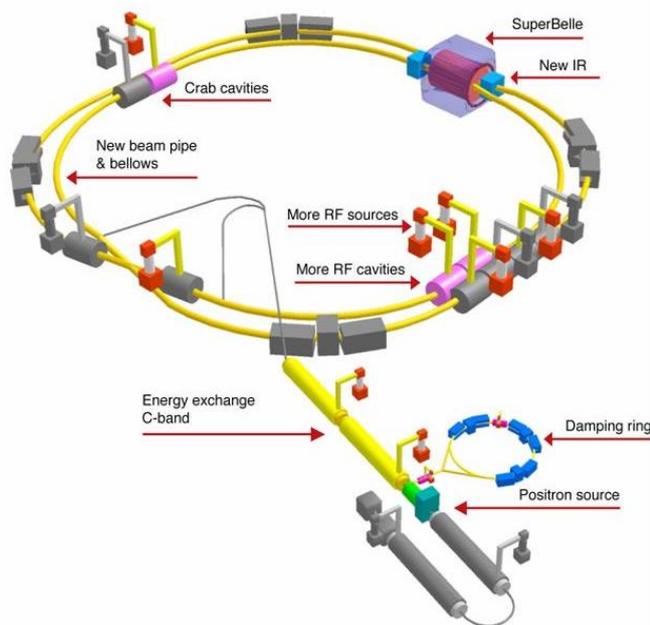


図 2.1: SuperKEKB 加速器の概要図

事象の発生頻度 $R[\text{s}^{-1}]$ はルミノシティ $\mathcal{L}[\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}]$ と反応断面積 $\sigma[\text{cm}^2]$ を用いて以下のよう
に表される。

$$N = \mathcal{L} \times \sigma \quad (2.1)$$

反応断面積は固有の値を持つので、事象の発生頻度をあげるためにはルミノシティをあげる必要がある。ここでルミノシティは以下の式で定義される。

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(1 + \frac{\sigma_{y\mp}^*}{\sigma_{x\mp}^*}\right) \frac{I_{\mp} \xi_{y\mp}}{\beta_{y\mp}^*} \frac{R_{\mathcal{L}}}{R_{\xi}} \quad (2.2)$$

γ はローレンツ因子、 e は素電荷、 r_e は古典電子半径、 I はビーム電流であり、添字の \pm は陽電子 (+) と電子 (-) を表す。 σ_x 、 σ_y はビームのサイズであり (図 2.3)、 $\beta_{y\mp}^*$ は y 方向衝突点の β 関数である。 ξ_y はビーム-ビームパラメータと呼ばれる。また $R_{\mathcal{L}}$ 、 $R_{\xi y}$ はビーム-ビームパラメータの減衰因子である。ビーム-ビームパラメータは

$$\xi_{y\pm} = \frac{r_e}{2\pi\gamma_{mp}} \frac{\beta_{y\pm}^* N_{\mp}}{\sigma_{x\mp}^* + \sigma_{y\mp}^*} R_{\xi} \quad (2.3)$$

と表され電流に比例して増加するが、上限があるようなパラメータである。これらより、ルミノシティは

$$\mathcal{L} \propto \frac{\xi_{y\mp} I_{mp}}{\beta_{y\mp}^*} \quad (2.4)$$

と表すことができる。つまりルミノシティを上げるためには

- β_y^* を小さくする
- ビーム電流を上げる
- ξ_y を増加させる

といった方法が考えられる。これらを達成するために考えだされたのがナノビーム方式である。ルミノシティを上げるためには衝突点でビームを絞り β_y^* を小さくしたいが、絞り過ぎると砂時計効果で衝突前後でビームが広がってしまい、ある値より β_y^* を小さくすることができない。そこでビームの交差角度を大きく水平方向のビームサイズを小さくすれば限られた領域のみで衝突が起こる。この方法により IP での β_y^* が 20 分の 1 にすることができ、ビーム-ビームパラメータを変えずに電流を 2 倍にすることで KEKB 加速器と比べ 40 倍のルミノシティを見込んでいる。表に KEKB 加速器と superKEKB 加速器のパラメータの比較を示す。(表 2.1)

表 2.1: KEKB と SuperKEKB の主なビームパラメータの比較

パラメータ	KEKB	SuperKEKB
Energy[GeV/c](LER/HER)	3.5/8.0	4.0/7.0
ξ_y	0.129/0.090	0.09/0.08
$\beta_{y\pm}^*$ [mm]	5.9/5.9	0.27/0.30
I [A]	1.64/1.19	3.6/2.6
\mathcal{L} [$10^{-1} cm^{-2} s^{-1}$]	2.11	80

これらのアップグレードに加え、

- 複雑な最終収束形超電導磁石システムの設計・製作などの新しい衝突点のデザイン

- 陽電子のダンピングリングの建設と新陽電子源、新しい電子銃を用いた新しい低エミッタンスビーム入射機構
- 新しい光学に合わせて磁石の製作・配置を行う、低エミッタンス光学リング
- 電子雲のビーム不安定性を軽減し、ビームを保持するための新型ビームパイプを設計・製作

といったアップグレードがなされ、それに伴いより精密なビーム監視・調整システム、加速器の制御システムが要求されている。

ルミノシティ \mathcal{L} を実験期間で時間積分したものを積分ルミノシティと呼ぶが、Belle II 実験開始後の SuperKEKB による積分ルミノシティの推移予想図を図 2.2 に示す。KEKB では運転終了直前に積分ルミノシティ $1ab^{-1}$ を達成したが、SuperKEKB では運転開始の7年後に $50ab^{-1}$ を目指す。

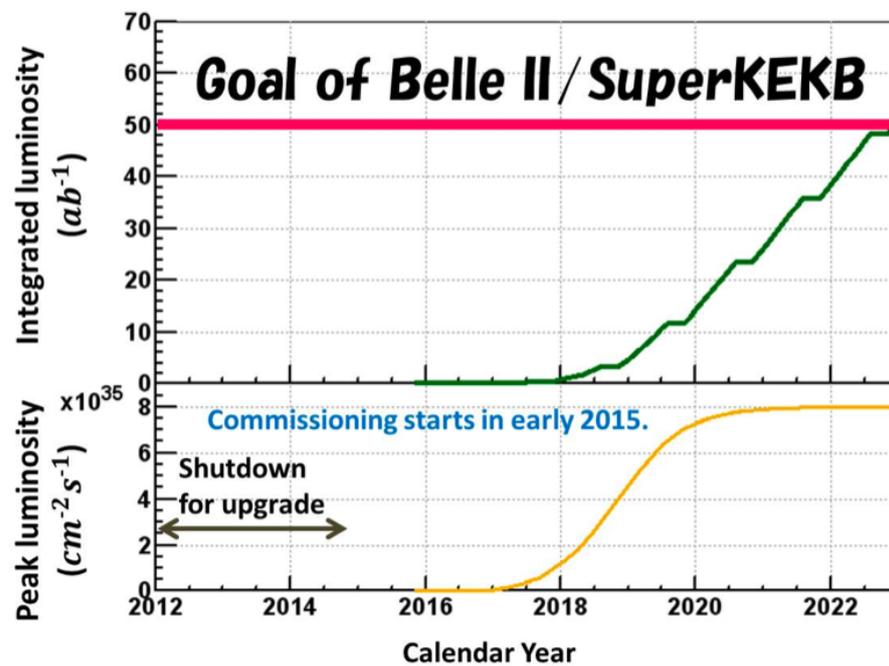


図 2.2: SuperKEKB 完成後の積分ルミノシティの推移予想図 (上) と到達ルミノシティの推移予想図 (下)

2.1.1 バックグラウンド

前章のルミノシティの向上に伴い問題になってくるのがバックグラウンドである。バックグラウンドは軌道を外れた粒子が衝突点付近でビームパイプにあたって衝突領域外でシャワーをつくるなどで生成されるため、高ルミノシティ実験ではこの対策が重要である。バックグラウンドは短期的に見ると信号がバックグラウンドに埋もれることで衝突点や飛跡再構成の分解能などを悪くしてしまう。また長期的に見ると検出器に放射線によるダメージが与えられ、検出器の故障に繋がってしまう。以下では SuperKEKB で予想されるバックグラウンドの種類とその対策について紹介する。

1. タウシェック散乱:同一バンチ内のビーム粒子同士の散乱で、軌道はずれた粒子が衝突点付近でビームパイプに当たってシャワーを生成し、これらが検出器に届くとバックグラウンドとなる。ビームサイズとビームのエネルギーの3乗に反比例して増えるため、大きな問題になると考えられる。アーク部分の bend で水平方向に軌道がずれるため(エネルギーが高いものは外側、低いものは内側) 対策としては検出器より上流に水平コリメーターを設置する計画が進められている。
2. ビームガス散乱:ビーム粒子が残留ガスに衝突することで起こる散乱で、クーロン散乱によって角度が変わるか、制動放射によってエネルギーが減少する。真空度とビーム電流に比例して増え、特にクーロン散乱による影響が多いと考えられる。対策としては垂直コリメータで抑制するが、コリメータ幅に鋭敏に依存するので細心の注意をはらわなくてはならない。
3. シンクロトロン放射:ビームが磁場によって曲げられる際に放射光を出す。特に衝突点手前の最終収束電磁石によって発生した放射光が PXD,SVD のバックグラウンドとなり得る。ほとんどの放射光はコリメーションでとめられ、IP への直接のヒットは無視できる程度である。また衝突点を通り過ぎたビームが反対側の最終収束電磁石で曲げられる際に発生する放射光については各リングが専用の最終収束電磁石を持っているため寄与は少ない。
4. Radiative Bhabha 散乱:衝突点で電子と陽電子が Radiative Bhabha 散乱することによって発生するバックグラウンドでルミノシティに比例して大きくなる。ビーム軸方向に出た光子が下流の偏極電磁石に当たって巨大双極子共鳴反応によって中性子を発生させたり、光子を出すことで電子・陽電子がエネルギーを失い軌道を外れることでバックグラウンドとなる。Radiative Bhabha 散乱は衝突直後に落ちるため、コリメータが効かず落とすのが困難である。
5. 二光子過程: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ 過程で生成された電子・陽電子対が PXD 又は SVD にあたるとバックグラウンドになる。ルミノシティに比例するが、シミュレーションと KEKB の見積もりから問題の無いレベルだとされている。

現在行われている basf2 を用いたシミュレーションでの見積もりを図??に示す。赤が LER での Radiative Bhabha 散乱、ピンクが HER での Radiative Bhabha 散乱、緑が LER での タウシェック散乱、水色が HER でのタウシェック散乱、黒が LER でのクーロン散乱、青が HER でのクーロン散乱である。[4]

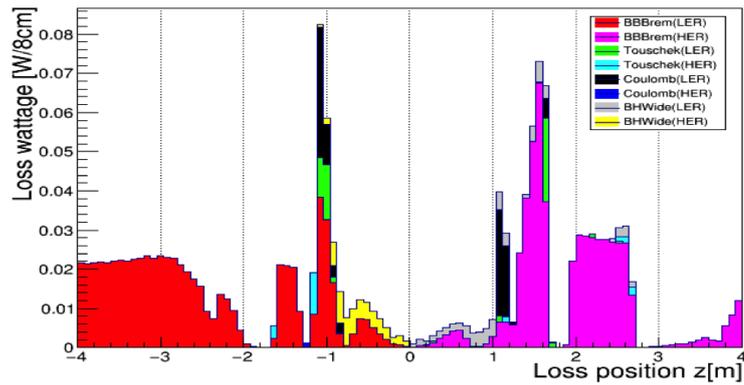


図 2.3: ビームバックグラウンドの見積もり。左側が HER、右側が LER で横軸は 0 を衝突点とした時の z 軸方向の距離

また他のシミュレーションで各検出器に対するバックグラウンドの見積もりも行われている。これらのシミュレーションの信頼性の確認を行うため実ビームを使った Beast II 実験が 2016 年から行われる予定である。BEAST 実験では特にタウシェック散乱やビームガス散乱といった単一ビームによる成分と、Radiative Bhabha などルミノシティに比例する成分を別々に測定することが重要となる。また BEAST 実験の目的としては他にもビーム入射バックグラウンドの測定によって PXD 検出器の veto window を調整したり、コリメータによるバックグラウンド抑制の検証などがあげられる。

2.2 Belle II 検出器

Belle II 検出器は 7 種類の検出器から構成されており、内層から順に粒子崩壊点検出器 (PXD,SVD)、飛跡検出・運動量測定装置 (CDC)、粒子識別装置 (TOP,Aerogel RICH)、電磁カロリメータ (ECL)、 K_L 、 μ 粒子識別装置 (KLM) である (図 2.4)。Belle 検出器と Belle II 検出器の断面図を図 2.5 に示す。Belle 検出器には各検出器についてバックグラウンド耐性や放射線耐性などにも様々問題があり、それらを解決することに加え新たな試みが行われている。

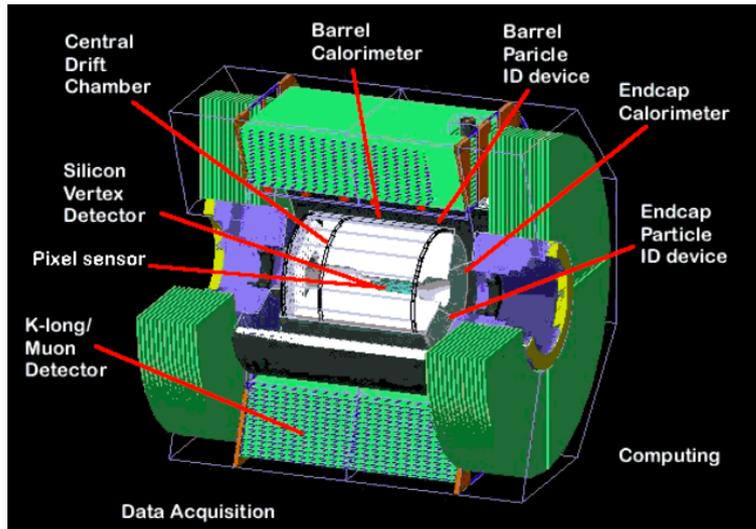


図 2.4: Belle II 検出器完成イメージ

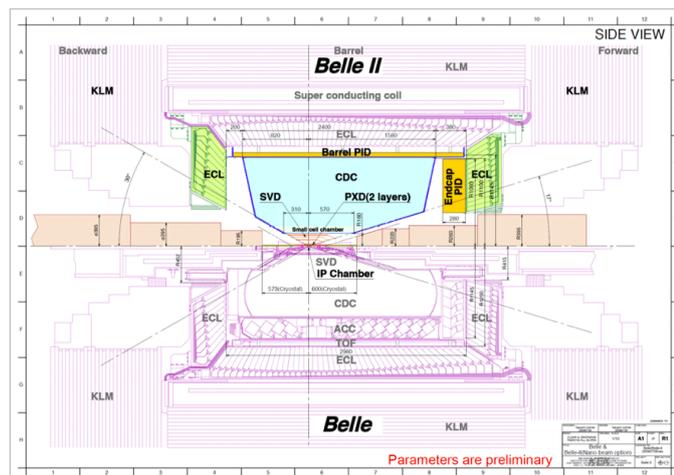


図 2.5: Belle II 検出器 (上部) と Belle 検出器 (下部) の断面図の比較

2.2.1 PXD,SVD

Belle II 検出器の最内層には PXD(Pixel Detector) と SVD(Silicon Vertex Detector) の 2 つの崩壊点検出器が設置される。時間依存性のある CP 非対称性の測定には B 中間子の崩壊で生成する粒子の飛跡から崩壊点を再構成し飛行距離を測定する必要がある、崩壊点の決定は重要である。Belle II 実験では LER と HER のビームエネルギーの差が小さくなったため、boost factor が小さくなり、さらにビームパイプが 30mm から 20mm と狭くなるため性能の向上が不可欠となった。そこで Belle 検出器では 4 層の SVD のみであったのに対し、Belle II 検出器では新たに最内層に 2 層の PXD を配置することで、崩壊点の精度向上を目

指す。図 2.6 は完成イメージ、図 2.7 は各層の配置を断面から見たものである。

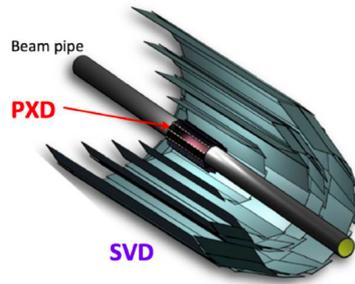


図 2.6: 完成イメージ

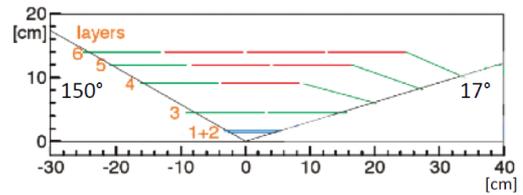


図 2.7: 各層の配置

PXD は DEPFET (DEPlated Field Effect Transistor) 素子 (図 2.8) を用いたピクセル検出器で大きな空乏層も持つため大きな信号パルスが得られることが特徴である。PXD に数百万あるピクセルデータを同時に読みだすことは不可能であるためゲート電圧を制御し、各列毎に配置された ACD に電荷を送り順次読み出しを行う。読み出しとクリアのサイクルは 100ns であり全ピクセルを読みだす 1 サイクルは $20 \mu\text{s}$ である。ピクセルが不感になるのは自身の読み出し中のみなので他のピクセルを読みだしている最中も測定可能である。SVD が n 型半導体を用いた DSSD 検出器 (図 2.9) で前方領域に角度を持たせて配置し、荷電粒子の入射角による位置分解能の低下を抑える。それに加え、検出器上に読み出しチップを配置し、ピッチアダプターとワイヤーボンディングで接続することで読み出し速度向上とノイズ低減のため信号の伝達経路を短くすることができる。

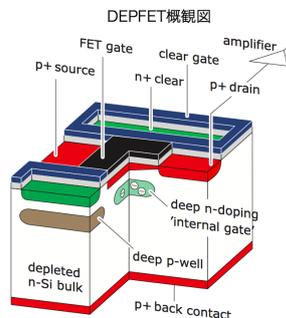


図 2.8: DEPFET の構造

図 2.8: 空乏層で励起された電荷をそのままトランジスタで増幅するような構造。

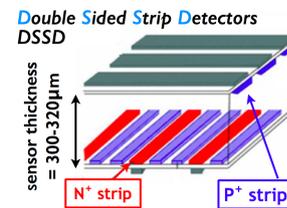


図 2.9: バルクシリコンの両サイドに P+ と N- のストリップが交差するように置かれている。

図 2.9: DSSD の構造

2.2.2 CDC

CDC (Central Drift Chamber) は混合ガス (He 50% C_2H_6 50%) 中を荷電粒子が通過する際に発生する電荷をワイヤーで読み出し飛跡の再構成を行う。各ワイヤーの電荷が到達するまでの時間情報を用いることで精度の高い位置検出をすることができ、荷電粒子がガス中を飛行する際に失ったエネルギー (dE/dx) を測定することによって粒子識別も行う。図 2.10

に π 、K、P、eの運動量とエネルギーの損失関係を示す。Belle 検出器の CDC と比べ内層により高い密度で読み出しワイヤーを配置し cell のサイズを小さくすることで位置分解能の向上と共にイベントレートの増大にも対応する。またより外側までカバーすることで衝突点からの遠い位置での荷電粒子の通過点を測定できるようになり、運動量測定精度の向上を図る。図 2.11 に CDC のワイヤーの配置を表は表 2.2 に Belle 検出器との比較を示す。

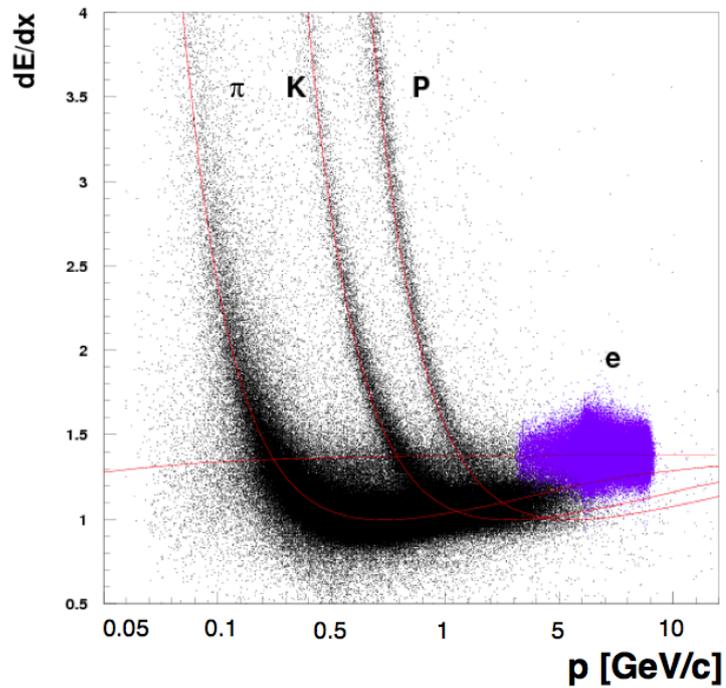


図 2.10: 運動量とエネルギー損失 dE/dx の関係

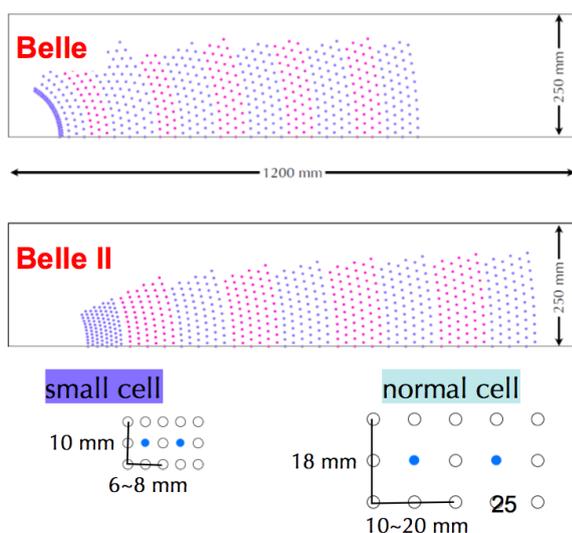


図 2.11: CDC のワイヤー配置

表 2.2: Belle, Belle II における CDC の比較

	Belle	Belle II
最内層センスワイヤー	r=88mm	r=168
最外層センスワイヤー	r=863mm	r=111.4mm
レイヤー数	50	56
合計センスワイヤー数	8400	14336

Level-3 トリガーでは CDC ヒットからのトラック情報を用いている。

2.2.3 TOP

TOP(Time of Propagation counter) は Belle II 検出器の Barrel 部を通過する荷電粒子 (特に K 中間子と π 中間子) の粒子識別を行う。原理としては電荷を持った粒子が高速に近い速さで物質中を通過する際に発生するチェレンコフ光の光が放出される方向 θ_c と粒子の速さ v に下式のような相関があることを利用し、

$$M = p\sqrt{(n\cos\theta_c)^2 - 1/c} \quad (2.5)$$

この運動量とチェレンコフ放射の放出角から粒子識別を行う。(n:物質の屈折率、c:光速、p:運動量) TOP では水晶輻射対中で発生したチェレンコフ光を端部に設置した光検出器で観測し、チェレンコフ光の放射角のち外から生じる伝播経路差および到達時間情報を用いて粒子識別を行う (図 2.12)。ビームテストと MC の比較を図 2.13 に示す。磁場中で動作し、時間分解能が高く、微弱なチェレンコフ光を検出できる装置と光路差を精度よく測定するために

表面が均一ななめらかな水晶体が必要である (図 2.14)。読み出しには Micro Channel Plate Photomultiplier(MCP-PMT) を用いる (図 2.15)。Micro channel plate による増幅では直径 $10 \mu\text{m}$ の小さな穴が多数空いた板を光電面の下段に配置し信号増幅を行うことでコンパクトな領域 ($\sim 5\text{mm}$) で大きな増幅率 ($\sim 10^6$) と速い時間応答性能を達成する。

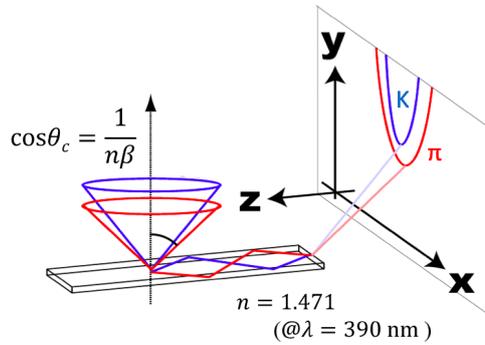


図 2.12: 粒子識別原理

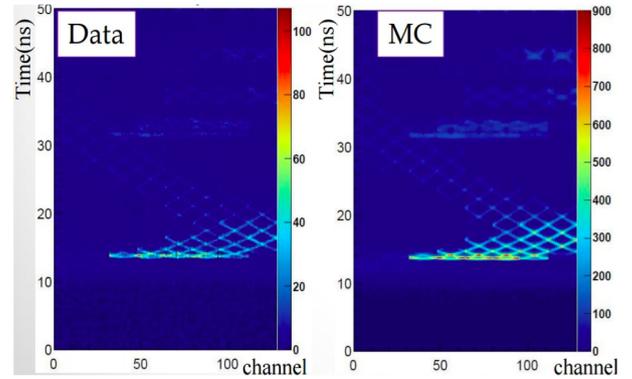


図 2.13: プロトタイプ検出器と 2GeV 陽電子を用いたビームテストにおける到達時間とチャンネルの位置関係をデータと MC で比べたもの

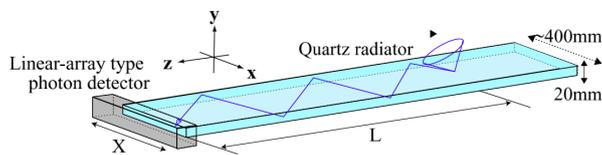


図 2.14: TOP モジュールの構造図



図 2.15: MCP-PMT

2.2.4 Aerogel RICH

Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter(A-RICH) が Belle II 検出器の Endcap 部に位置する検出器であり、TOP 同様チェレンコフ光を用いた荷電粒子識別装置 (特に K 中間子と π 中間子) である。エアロゲル輻射体から放出されるチェレンコフ光を光検出器で捉え、リング像を再構成しその半径の違いから粒子識別を行う。A-RICH の識別原理を図 2.16、完成イメージを図 2.17 に示す。発生光子数が少なく K/ π のチェレンコフ角の差が小さいので A-RICH 検出器はチェレンコフ角の僅かな差異から粒子の種類を識別するために 1 光子検出可能な高い位置分解能をもつ検出器が必要となる。

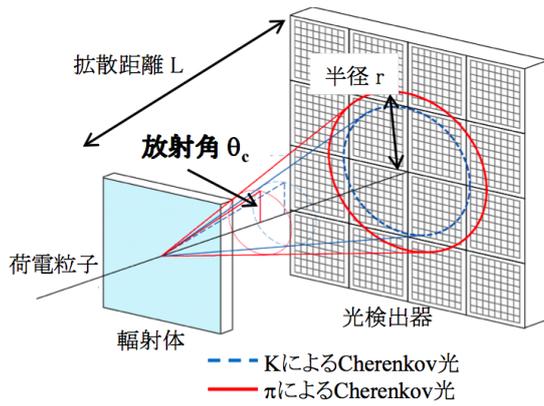


図 2.16: K/π 粒子識別の概略図

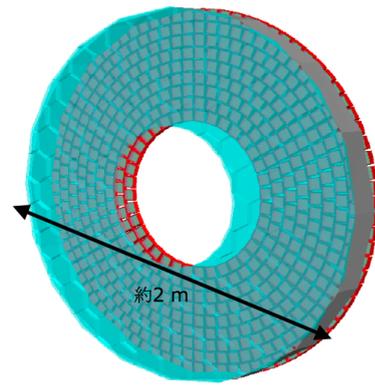


図 2.17: A-RICH 完成イメージ

そこで用いられるのが屈折率の異なる2枚のシリカエアロゲルと Hybrid Avalanche Photo Detector(HAPD)と呼ばれる光検出器である。シリカエアロゲルは上流側と下流側それぞれ異なるもつ輻射体を組み合わせ、屈折率を(上流の屈折率) n_1 (下流の屈折率) n_2 に設定することで上流の輻射体で発生したチェレンコフ光と下流の輻射体で発生したチェレンコフ光の幅を絞ることができ、角度分解能を小さくすることができる。この方法により角度分解能を保ちつつ、検出光子数を最大限に保つことができる図(2.18)。

HAPD(図 2.19)は真空管とシリコン検出器を組み合わせた構造で、光電面と検出器の間に高圧電源をかけることで光電子を加速・増幅させ、さらにアバランシェフォトダイオード内部での電子雪崩による増幅させる(図 2.20)。データの読み出しに関しても多数チャンネルの信号読み出しを効率的に行うための集積回路(ASIC)とフロント読み出し回路を開発した。

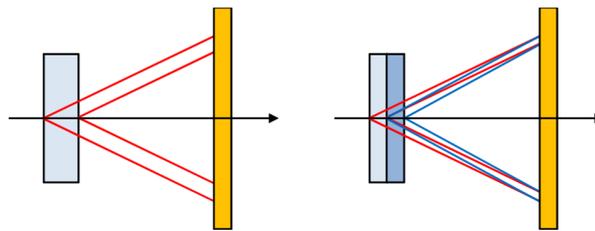


図 2.18: シリカエアロゲル:左が単層の場合、右が複層の場合の概念図

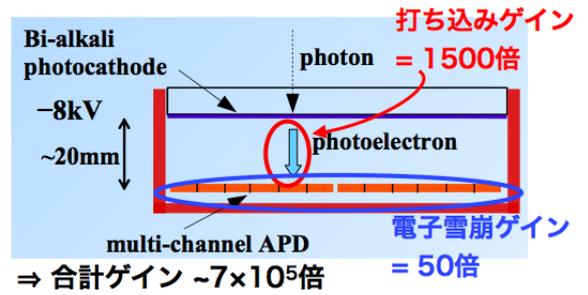
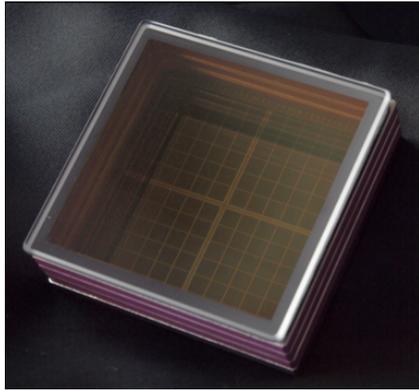


図 2.20: HAPD の増幅原理

図 2.19: HAPD

2.2.5 ECL

Electromagnetic Calorimeter (ECL) はバレル部とエンドキャップ部での光子と電子のエネルギーを測定する検出器である。入射した粒子はシンチレータ中で電磁シャワーを形成、ほぼ全エネルギーをシンチレータに落としエネルギーに比例したシンチレーション光を出す。この光量を測定することにより、粒子の持っていた全エネルギーを見積もる。またトリガー信号や、Bhabha 散乱の頻度を見積もることで電子・陽電子の衝突頻度を算出する役割なども担う。ECL の構造図を図 2.21 に、クリスタルを図 2.22 に、ECL の 1 ユニットの構成を 2.23 に、ECL に用いられるシンチレータの種類と数を 4.7 に示す。

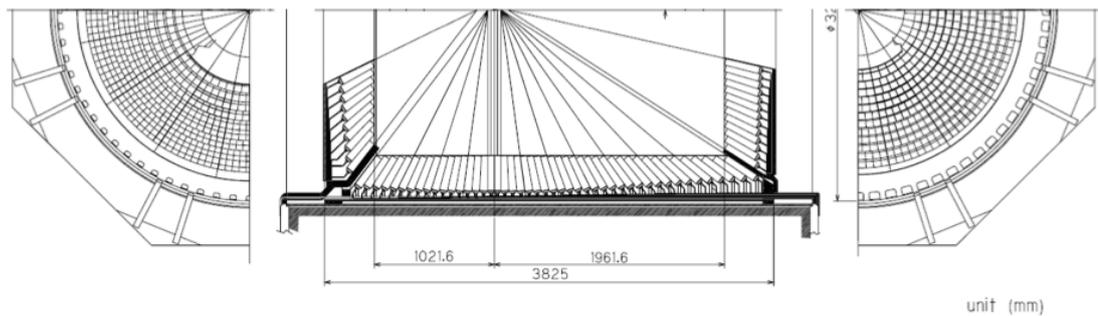


図 2.21: ECL の構造図



図 2.22: ECL 用クリスタル

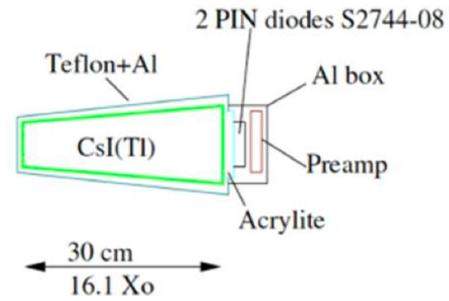


図 2.23: ECL の 1 ユニットの構成

表 2.3: ECL で用いられるシンチレータの種類と数

	シンチレータ数
バレル部	6624
エンドキャップ部 (フォワード)	1152
エンドキャップ部 (バックワード)	960

シンチレータには光量が多く、エネルギー分解能がよいタリウムをドープした CsI(Tl) が採用されているが (図 2.22、図 2.23)、CsI は時定数が長い ($\tau \sim 1 \mu s$) ため、高いバックグラウンド環境下では使用が困難である。Belle 検出器で使用していた ECL の読み出しエレクトロニクスは高レート、バックグラウンドの増加に伴うパイルアップに弱いため読み出しエレクトロニクスの一新が行われる。

まずクリスタルに落とされたエネルギーはピンダイオードで検出されプレアンプを経て Shaper、Digitizer、FPGA を搭載した Shaper+DSP ボードへ送られる。(図 2.24)

Belle では Shaper は時定数 $1 \mu s$ と 200ns の出力を持ち、エネルギー測定は広いレンジをカバーするため QtoT コンバータに 100 ns 幅のゲートパルスを与えその信号電荷を検出エネルギーとして記録していた。一方 Belle II では Shaper の時定数は 500ns で波形サンプリング読み出しを行い、波形フィットによってクリスタルのカウンターごとの検出エネルギーに加え信号パルスのタイミングを求めるデジタル信号処理を行うエレクトロニクスを導入する。具体的には Shaper が出力する信号の時間発展を連立一次方程式に焼き直しその変数の値と論理を FPGA に与えて処理する。(図 2.25)

Shaper+DSP ボードには 1 枚あたり 16 本のクリスタルのカウンターが 4×4 のマトリックスを形成するように接続されており、この 16 本のクリスタルからなる情報をトリガーロジックの最小単位としてトリガーセル (TC) と呼ぶ。TC は全部で 576 あり、この情報はアナログ信号のまま FADC Analog Module (FAM) に送られ、FAM では 8MHz、12bit の分解能でデジタル化される。Belle では 100MeV の閾値を超えた TC の情報を時間情報として使っていたが、Belle II では FPGA 上の信号波形を χ^2 フィットすることで時間情報を得る。フィットは 8MHz でサンプリングされた 12 データポイントのみに対して 4 点分をペDESTAL として、

8点分をシグナルとしてPDFを用いて毎クロック行う。

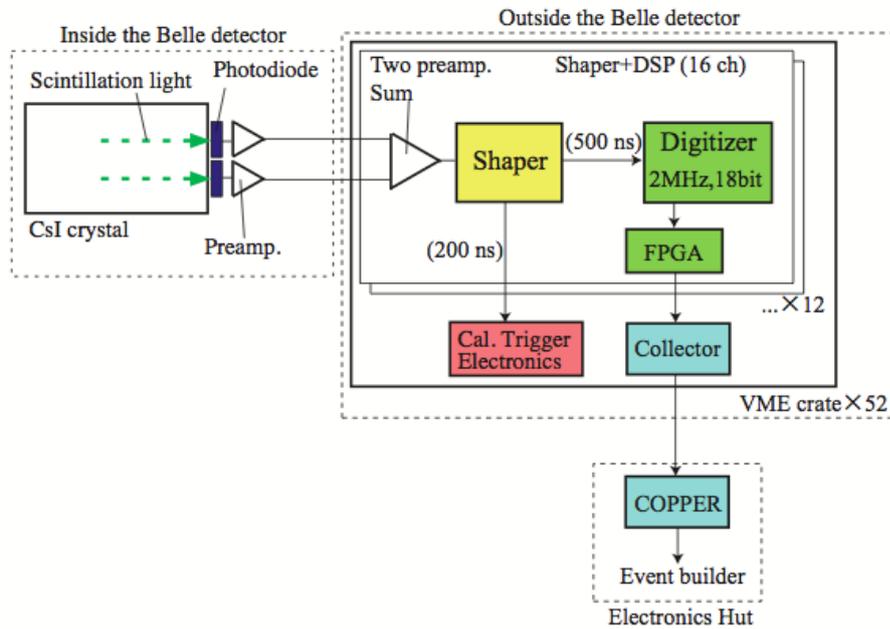


図 2.24: 信号処理エレクトロニクスのブロック図

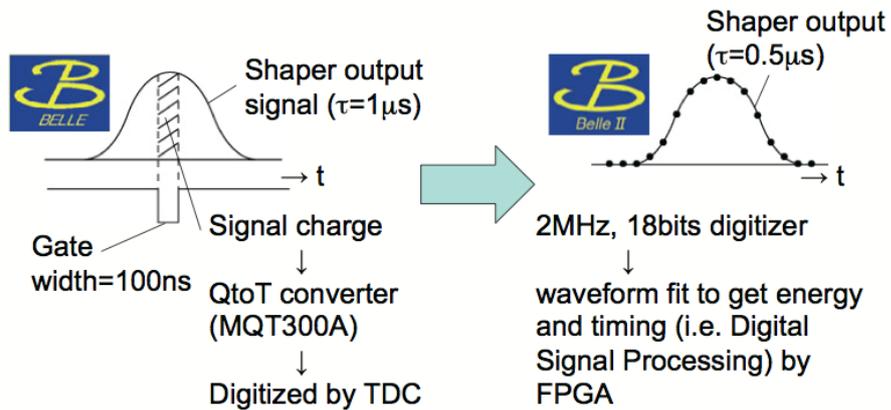


図 2.25: Belle と Belle II での読み出しスキームの比較

Level-3 トリガーでは ECL ヒットからのエネルギー情報を用いている。

2.2.6 KLM

KLM(K_L^0/μ detector) は Belle II 検出器最外層部に設置される K_L^0 中間子、 μ 粒子識別装置である。KLM の設置図を図 2.26 に示す。Resistive plate counter(RPC) と呼ばれる chamber と鉄版のサンドイッチ構造になっており、バレル部では 15 層 + 14 層、エンドキャップ部では 14 層 + 14 層である。原理としては混合ガス (Ar 30%, C_4H_{10} , HFC134a 62%) 中で荷電粒子の通過で発生した電場の変化によりストリップ読み出し電極上で発生する静電誘導で電位変化を読み出す。ガス中で電子増幅が起こることで大量の電荷が流れるため検出器から出力される信号が大きく、アンプ無しでもディスクリミネータに直接つなぐことができる反面、dead time が長くレート耐性が悪くなってしまふ。このため Belle II ではエンドキャップ部の RPC をシンチレータを用いたシステムに変更し、もっと速い検出器として光をは超変換ファイバに通して、一端に設置された SiPM(MPPC,GAPD) で読み出すシステムを導入する。

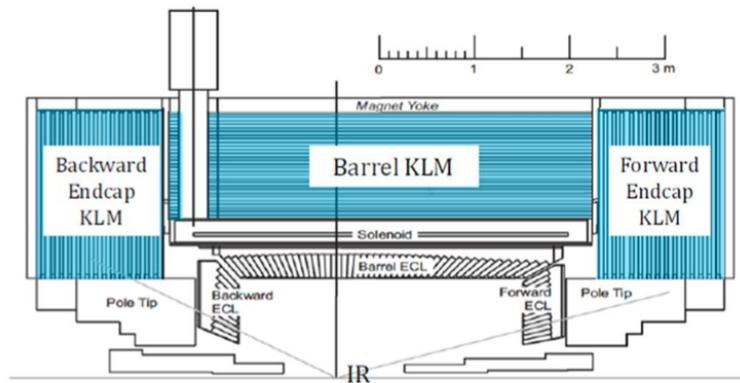


図 2.26: KLM の設置図

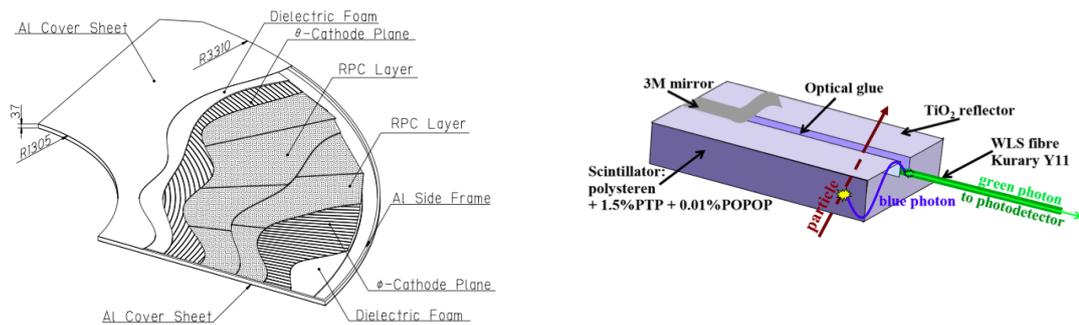


図 2.28: 1 ストリップ構造

図 2.27: エンドキャップモジュールの概念図

2.2.7 データ収集システム

データ収集システムではハードウェアトリガーレートが 30kHz、検出器から読み出されるデータ量は最大約 30GB/s にも達する。この膨大なデータをリアルタイム処理でデータ量

を削減するとともに物理解析上必要な情報を可能な限り取りこぼさないシステムが重要である。全体の流れとしてはトリガーシステムから受け取ったトリガー信号は各検出器のフロントエンド電子回路に分配されたのちデジタル化され、それらの信号は共通読み出しモジュールに送られる。200枚を越える COPPER から送られたデータはイベントビルディングされ高次トリガー (High Level Trigger (HLT)) に送られ、その結果を用いて物理事象の選択を行う。PXD だけはデータの流が別になっているが、このデータと他の検出器の生データ及び HLT の処理結果は高速 RAID システムに記録される。

2.2.8 本研究の目的

level-3 トリガー (L3) は High Level Trigger にある事象再構成の直前に検出器の一部の情報を使って不要な事象を取り除くことでデータ収集全体を効率化させるソフトウェアである。level-3 トリガーに要求される性能としては、

- $\Upsilon(4S)$ 崩壊事象は事象効率に起因する系統誤差を可能な限り抑えるため 99% 以上確保する
- データ収集システムから要求される処理速度として、CPU コアあたり 1 秒以下に抑える
- バックグラウンド事象を 10% 以下に抑える

が要求される。実験が始まるまではバックグラウンドを予想することは難しいが、本研究では basf2 を用いてシミュレーションされたデータを用いてバックグラウンドの量を増やしていくことで level-3 トリガーの性能評価を行う。Belle II ではバックグラウンドが数十倍になることが予想されるので Belle で使っていた条件をそのまま使うのは難しい。よって本研究では様々なバックグラウンド条件下で各モードの事象効率を十分保ちつつバックグラウンドの影響を十分減らすような条件を検討した。また得られた選択条件をデータ収集システム HLT 実機に適用したシミュレーションサンプルに対する処理速度性能評価を行った。

第3章 トリガー・データ収集システム

3.1 トリガーシステム

Belle II では、高いルミノシティと絞られたビームのために Belle よりも悪いバックグラウンド状況が予想される。さらに、Belle 実験から真空と他の加速器のパラメータが最適化されていない初期のうちには更に悪いバックグラウンドが予想される。このようなバックグラウンドに対して、トリガーシステムが要求を満足するためには、いくつか独立した、効果的にハードウェアトリガー (Level-1 トリガー) レートを下げられるような戦略が必要である。そこで、物理的に興味のあるイベントを記録しつつ、データ収集システム (DAQ) の不感時間を最小にするようなトリガーの調整が必要である。本章ではこの Level-1 システムについて解説していく。まず Belle II の最終到達ルミノシティである $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ における各物理過程に対するクロスセクションとトリガーレートを表 3.2 に示す。

表 3.1: 最終到達ルミノシティにおける各物理過程に対する生成断面積とトリガーレート

物理過程	生成断面積 (nb)	レート (Hz)
$\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	1.2	960
コンティニウム過程によるハドロン生成	2.8	2200
$\mu^+\mu^-$	0.8	640
$\tau^+\tau^-$	0.8	640
$BhaBha(\theta_{lab} \geq 17^\circ)$	44	350 ^(a)
$\gamma\gamma(\theta_{lab} \geq 17^\circ)$	2.4	19 ^(a)
2γ 過程 ($\theta_{lab} \geq 17^\circ, P_T \geq 0.1 \text{GeV}/c$)	80	15000
total	130	20000

^(a) は 1/100 の factor でプリスケールされたもの

次に具体的に Belle II 実験のトリガーシステムに要求されることを以下に示す。

1. $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ 過程と コンティニウム過程によるハドロニック事象に対して高いほぼ 100% の efficiency を持つこと。
2. 最大平均トリガーレートは DAQ によって制限された 30kHz。
-バックグラウンドを減らすことが必須。バックグラウンドを識別するためにデータ取得中にオンラインでの事象再構成
3. トリガー決定にかけられる時間は SVD のフロントエンドによって制限された約 $5 \mu \text{s}$

4. タイミング精度はSVDのフロントエンドによって要求される10ns以上の正確さ
5. 連続する二つの事象分離の最小時間間隔は400ns
6. 変更可能で柔軟性のあるトリガーロジック

これらの要求を満たすために、Belle IIではBelleのトリガーコンセプトを基本としながら、新たな技術を取り入れている。Belleでのトリガースキームは4つの独立したサブトリガーシステムが最終決定ロジック(GDL:Global Decision Logic)に繋がれており、サブトリガーシステムはそのサブシステムのトリガー情報をまとめて最終決定ロジックに送り、そこでサブトリガーの組み合わせを作り条件をみたす場合にGDLでトリガーを出していた。このトリガーロジックの多くは電子回路の組み合わせで出来ていたため、ロジック変更にはハードウェアの変更が必要であった。またデータの転送についてはモジュール間のデータ転送は1チャンネルにつき二本の銅線が必要であった。

これに対しBelle IIではフロントエンドを含むすべてのトリガーロジックをFPGA(Field Programmable Gate Array)上にファームウェアとして実装することでロジック変更が可能になった。また通信を $O(1000)$ チャンネルを持つ高速シリアルリンクに置き換えることでモジュール間の配線量を1/10に減らしながらおよそ100倍のデータ転送が可能になった。次にBelle IIトリガーシステムの概要図を図3.1に示す。全トリガーシステムで共通に使用されているシステムのクロックSuperKEKB加速器のRFクロック509MHzの4周分の127MHzである。サブトリガーはCDC、ECL、TOP、KLMの4つがあり全てが並列に不動作時間なしに動作する。これら全てのサブトリガーを情報をGRL(Global Reconstruction Logic)が受け取り、GDLが最終判断を下し、この判断に通った情報はトリガーシグナルとしてDAQに送られる。トリガーデータはDAQシステムによるデータ収集フローと独立であるため、DAQの状態に関わらず動作し続ける。各サブトリガーはそれぞれ主にCDCが荷電粒子の電荷や運動量と位置情報、ECLがクラスター位置・エネルギー情報、TOPは正確な事象発生時間情報、KLMが荷電長寿命粒子のトラック情報・クラスターの位置情報等をもつ。これらの情報を受け取るGRLでは各情報のマッチングだけでなく光子同定や電子同定等も行われる予定で、粒子多重度の低い事象とビームバックグラウンドとの取捨選択において大きな改善が見込まれている。例として、現在検討されているものをあげると、

1. CDC、ECLトリガーのマッチングによる電子・ハドロン・光子の判定
2. CDC、KLMトリガーのマッチングによる μ 粒子の判定
3. ECL、KLMトリガーのマッチングによる宇宙線粒子の判定
4. CDC、ECL、KLMトリガーのマッチングによる中性ハドロンの判定

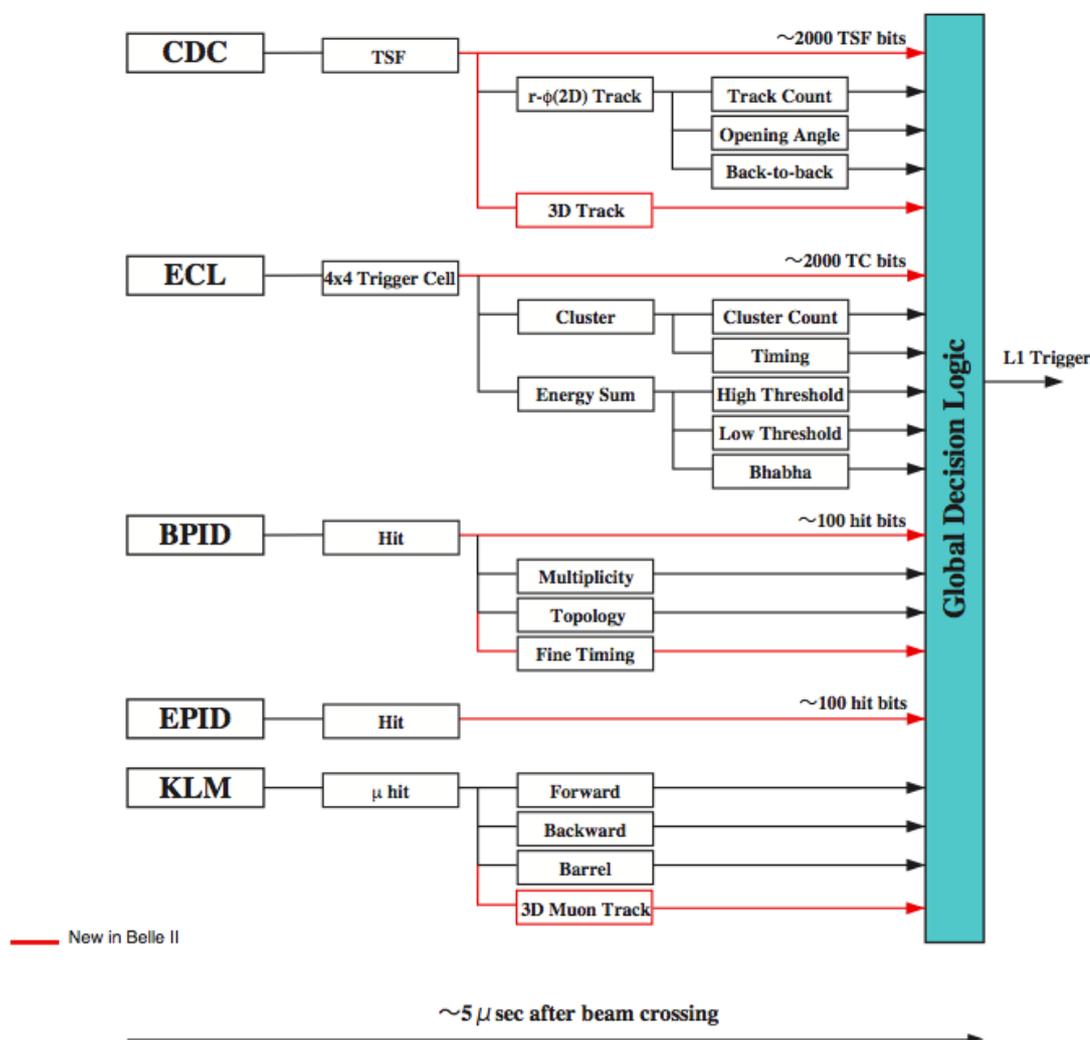


図 3.1: Belle II トリガーシステムの概要図

3.1.1 CDC トリガー

CDC サブトリガーシステムの概要図は図 3.2 のようにトリガー情報がフロントエンドから TSF モジュールに送られ、トラックの一部を探す。見つけたトラック情報は二次元トラック、三次元トラックと送られ最終的に GDL に集められる。CDC のカバーできる角度は限られているため、このサブトリガーは遠くのフォワードとバックワードの領域に関してはあまり感度を持たない。また Belle では $0.2\text{GeV}/c$ と $0.3\text{GeV}/c$ の 2 つの p_T の閾値で荷電粒子を数えていたが、Belle II では荷電粒子数だけでなくトラックの運動量 p_T 、 p_z 、 z 方向の発生位置 Δd_z と電荷を測定する仕様となっており、CDC サブトリガーは衝突点からの

限られた範囲 ($|d_z| \leq 4\text{cm}$ && $|d_r| \leq 4\text{cm}$) から来る荷電トラックにのみ感度を持つ。

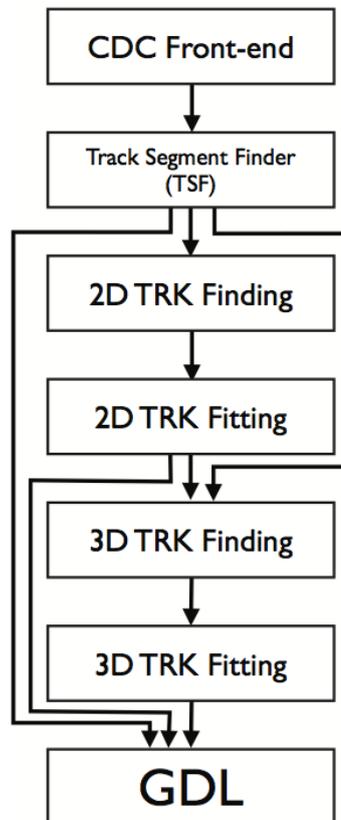


図 3.2: CDC サブトリガーシステムの概要

まずフロントエンドボードでは1枚につき16本のワイヤー層3層(合計48本)のCDCワイヤーの各々からの情報(1nsの時間精度をもつワイヤーヒット時間と電荷量)をデジタル化する。ただし、ワイヤーレイヤー再内2層はバックグラウンドの影響が大きいためトリガーには使用されない。このボード上での48本のワイヤーの1ビットの状態は図3.3のように12.5Gpsのデータハイスピードシリアルリンクによってマルチプレクサに送られる。マルチプレクサはこのようなシリアルリンクを4セット受けとることができ、図3.3のそれぞれの線はCDCのスーパーレイヤーと一致する。一つのスーパーレイヤーにはワイヤーの数によって、3~6つのマルチプレクサがある。

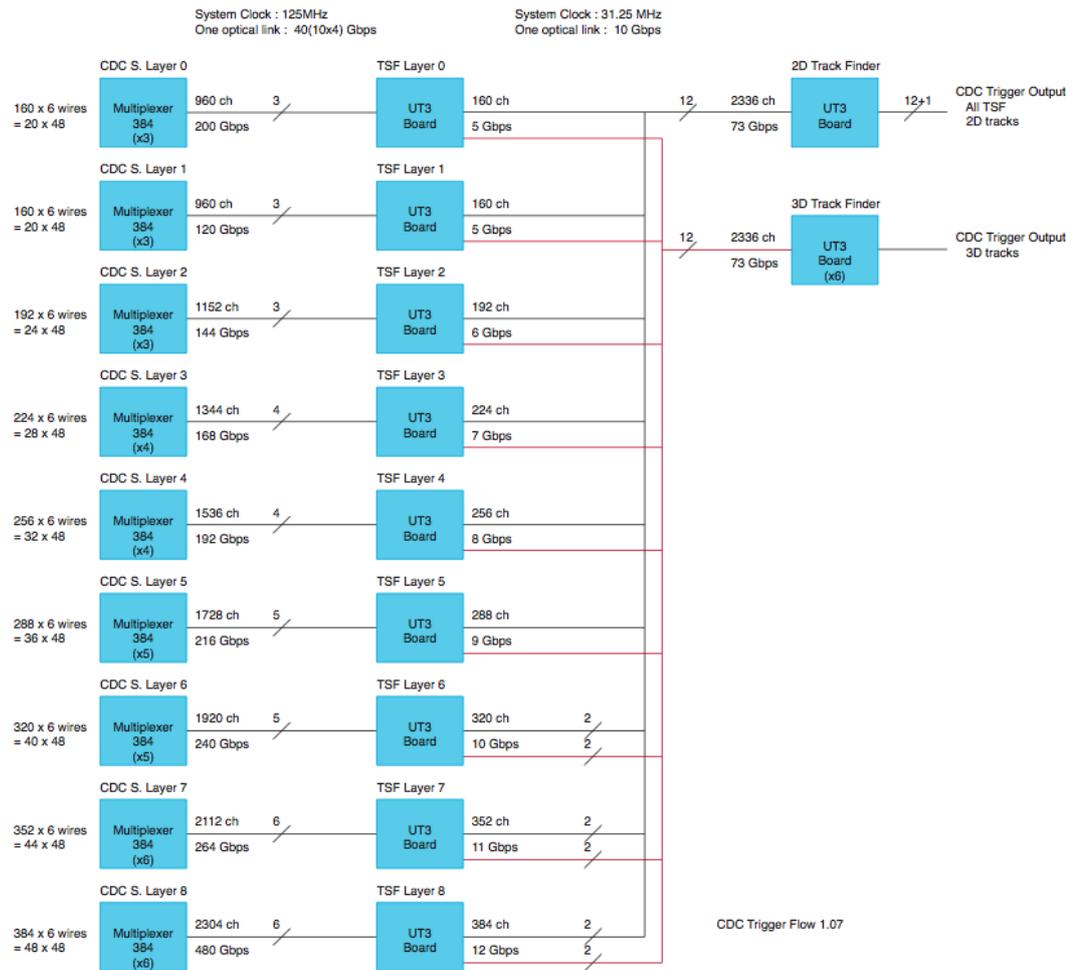


図 3.3: CDC サブトリガーシステムのハードウェア構成

マルチプレクサで合成されたワイヤーヒット情報は次のステージである Track Segment Finder(TSF) に送られる。TSF は CDC スーパーレイヤーにつき一つの Universal Trigger Board(UT3)、合計 9 つの UT3 から成る。各 TSF は、図 3.4 のように、ジオメトリが異なる。最内層の TSF(Inner TSF) は下側に IP があるためその方向からのトラックに感度をもつ形になっている一方、外層の TSF(Outer TSF) は磁場によって曲げられたトラックに対応するための形になっている。また各ワイヤーレイヤーのワイヤーの本数によってスーパーレイヤー内の TS の数も異なる。最内層 TSF では一番下の層、外層の TSF は真ん中の層のみが重複しておらず、他のワイヤーセルは複数の TSF に属している。トラックとして認められるのは、5 層全てのワイヤーレイヤーにヒットしかつ層間でヒットが連続しているものである。ただし、1 層のワイヤーがかけていても、様々な要因でワイヤーがならない場合を考慮しトラックとして認められる。荷電粒子に期待されるパターンは予め Look Up Table と呼ばれるメモリーに保管されており、この TS ヒット情報がクロック単位で 2D Track Finder stage に送られる。この TSF の判定時間は CDC の最大ドリフト時間と同程度の 500 ナノ秒の時間幅で決められている。

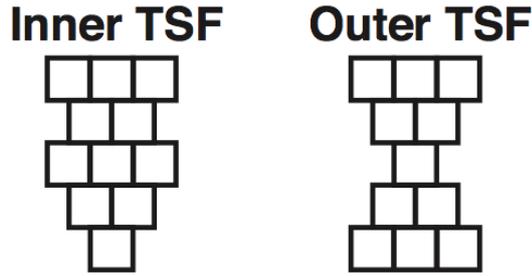


図 3.4: トラックセグメント (TS) のジオメトリによる違い
左が最内層での TSF、右が外層での TS

2D track finding stage では 2336 個の TSF の中でまず 5 つのスーパーレイヤーの TSF、1312 個を使って二次元トラックを探す。荷電粒子を探すためには共形変換とハフ変換が用いられる。共形変換のイメージ概要を図 3.5 に示す。CDC の直角ワイヤーを横切る平面上の点 (x,y) は以下の方程式に従い共形平面上の (X,Y) に変換される。

$$X = \frac{2x}{x^2 + y^2} \quad Y = \frac{2y}{x^2 + y^2} \quad (3.1)$$

この変換によって、角度 α が保存され、CDC の原点を通る円の弧は共形平面上の直線に変換される。この直線は図 3.6 の R と Φ でパラメータ化されており、円の半径と中心点と以下の関係をもつ。

$$R = \sqrt{\frac{B^2}{A^2 + 1}} = \sqrt{\frac{1}{a^2 + b^2}} = \frac{1}{r} \quad (3.2)$$

$$(3.3)$$

$$\tan\Phi = -\frac{1}{A} = \frac{b}{a} \quad (3.4)$$

ここで共形平面における直線の極方程式は

$$R = X \cos\Phi + Y \sin\Phi \quad (3.5)$$

直行軸上の (R, Φ) がのっている平面をハフ平面と言う。共形平面のある点は直線上に無数の点を持ち、それゆえハフ平面上には無数の曲線が存在する。しかし、共形平面上の直線に存在する (X_i, Y_i) の集まりは式 (3.5) でハフ平面上の共通な点 (R, Φ) を通る曲線に位置づけられる。それゆえ共形平面上直線の解をハフ平面上での曲線の交点とし解くことができる。Belle II CDC configuration では `tsim - cdc` パッケージを使ってトラックの $r-\phi$ フィットを行う。このパッケージでは Geant4 シミュレーションに基づく TS ヒットを積分したドラフト時間が提供されている。`tsim - cdc` では 100% のヒット efficiency が想定されている。

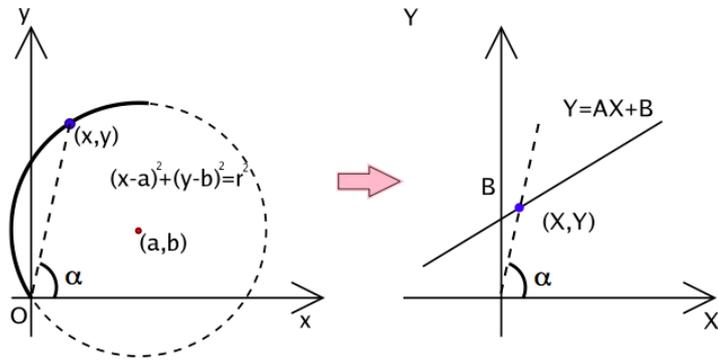


図 3.5: 共用変換のイメージ概要図左が CDC のトランスバース平面、右が共形平面

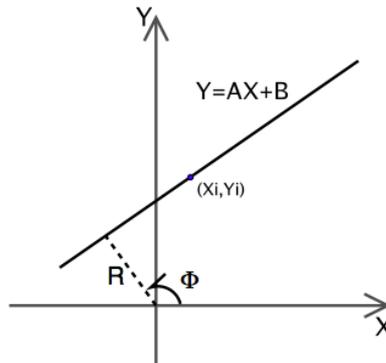


図 3.6: 共形平面上の直線の原点への最も近い道の点への距離 R と角度 Φ 。

ここでは IP に最も近づくトラックの軸の座標の値に基づき、three-dimensional (3D) CDC トラックトリガーシステムの実行について述べる。この座標 (z_0 と分類されるが) は e^+e^- 衝突由来のトラックに対する IP の近くに位置するが、バックグラウンド過程と関係するトラックは局在化しない。様々なシミュレーション研究と IP 近くの正確なバックグラウンドの理解から、 $z_0=0\text{cm}$ のピークは e^+e^- 衝突に関連があり、他の z_0 の広がった分布はビームバックグラウンドであると言える。

次に 3D トラックのリコンストラクションには 2つのステップがある。第一ステップでトラックを見つけ、第二ステップでトラックを 3D 情報でフィッティングする。ここでは先ほどの 2D のトラックのを見つけ方を再利用する。フィットとパフォーマンスを向上させるため、トラック候補の極角の初期値を与えるような速い補助アルゴリズムを考える。アルゴリズムの全体図を図 3.7 に示す。ここからわかるように 3D フィッターも自身で $r-\phi$ フィットと $r-z$ フィットの 2つのステップを持つ。

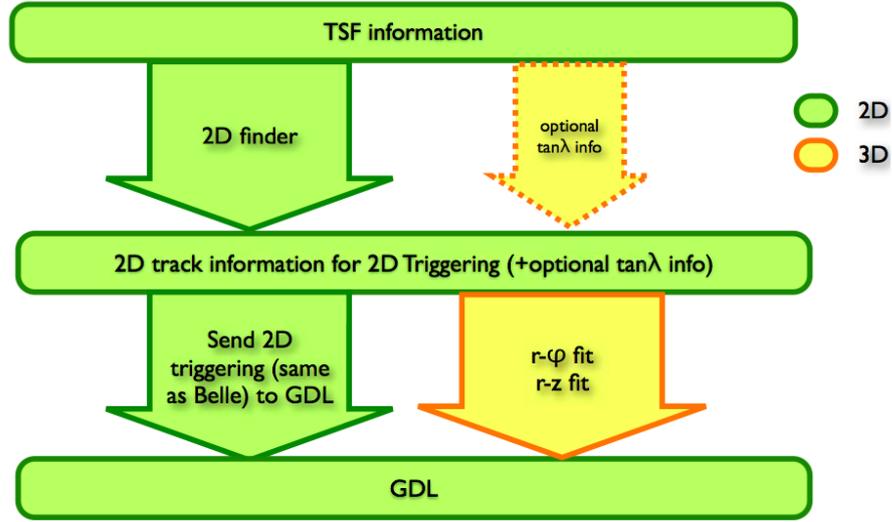


図 3.7: トラックリコンストラクションのアルゴリズム

まず $r-\phi$ について説明する。ここでは $2D r-\phi$ フィッターがそれぞれの TS ヒットに対してトラックの候補のリストを作る。TS の追加の疑似軸を作るため、2つの U-V stereo TS ヒットの平均をとる。このような疑似軸を使うことで、TS ヒットは $r-\phi$ フィット自体は変わらず、次のステップである $r-z$ フィットでの z_0 の分解能を 5-10% 向上させることができる。次に $r-z$ について説明する。ここでは stereo TS 情報を利用する。IP 由来の荷電粒子が $r-z$ への射影にサイクロイドとして現れる。これはエネルギーを持つ全てのトラック由来の TS ヒット又はソフトトラック由来の IP の近くにある TS ヒットの直線として現れる。インデックス i で与えられる stereo TS は r_i が半径、 ϕ_i が方位角、 z_i が stereo TS の軸座標であるとき θ_{stereo} は stereo TS の stereo ワイヤーと各軸ワイヤーとの角度である。

$$r_i \tan(\phi_{fit} - \phi_i) = z_i \tan \theta_{stereo} \quad (3.6)$$

方位角 ϕ_{fit} は $r-\phi$ フィットにより得られる。 $\phi_{fit} - \phi_i$ の差は stereo 角からの影響であるはずなので適合度は

$$\chi^2 = \sum_{stereo} \frac{(z_i - z_0 - r_i \cot \theta)^2}{\sigma_i^2} \quad (3.7)$$

で表され、自由なパラメータ z_0 と θ は IP 近くでの軸座標と各トラック候補の極角を表す。不確定性である σ_i は s を任意のスケール因子として以下の式のようになる。

$$\sigma_i = \frac{r_i \times s}{\tan \theta_{stereo}} \quad (3.8)$$

χ^2 を小さくすることによって、 $r-z$ フィットが $r-z$ 平面においてサイクロイドに最も近い直線を使うことによって実行される。なお z_0 のフィッティングの分解能は式 3.6 より ϕ_i の測定精度に依存することがわかる。これらから計算されたトラック IP 近辺での Δz および P_z を含むトラック情報が GDL に送られる。またイベントの時間情報としては、各 TSF を構成するワイヤーの中で最も早くヒットした時間情報を保持している。

3.1.2 ECL トリガー

Belle/Belle II では光子を終状態に含む割合が非常に高く $B\bar{B}$ 事象では平均して約 50% 程度になるため ECL は非常に重要な構成要素である。また、CDC トリガーはバレル部のみに感度があるため、エンドキャップ部は主に ECL が担当する。各クリスタルに落とされたエネルギーは、前方エンドキャップ部とバレル部に落とされた総エネルギー量と、独立したクラスターの情報 (クラスターの数、位置、エネルギー量) のそれぞれの情報として記録され、物理事象に対するトリガーを生成するとともに、物理事象の発生時間の測定も行う。ECL のトリガーシステムの概要を図 3.8 に示す。

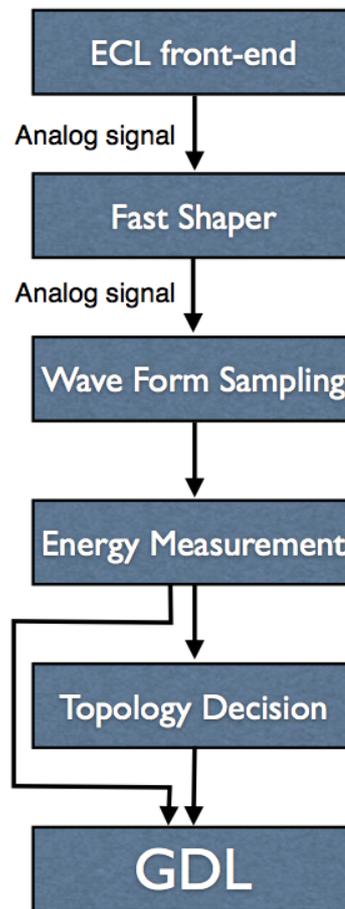


図 3.8: トリガーシステムの概要

FPGA 上では 1 クロック一度のフィットしかできないので、1 クロック前に行ったフィットの結果を次のフィットの初期値として使うことで精度の向上を図る。FPGA 上では全エネルギーとクラスターの数と BhaBha トリガーの信号が計算される。クラスターを見つけるロジックを図 3.9 に示す。複数の隣接する TC にエネルギーが落とされた場合にはまず最も θ が大きな縦列を見つけ、その中で最も ϕ がおおきな TC を一つのクラスターとして数える。BhaBha トリガーは BhaBha 事象を back-to-back のトポロジーと二つのクラスターエネルギーの大きさにより判定する。また ECL トリガーはルミノシティのオンラインモニターと

しても使われる。

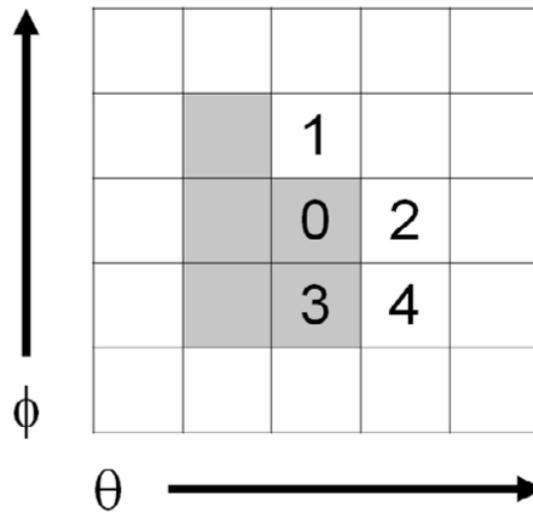


図 3.9: クラスタリングのロジック

3.2 データ収集システム

3.2.1 検出器読み出し

Belle II 実験では Belle 実験の 40 倍以上の高いルミノシティでデータ収集が行われる。検出要素を高精細化した設計とピクセル検出器の採用により、データ量はイベントあたり総計で 1MB を越え Level1 トリガーレートで最大で 30kHz と見積もられている。Belle II データ収集システムに要求される性能を表 3.2 に示す。データの流に換算すると 1 秒間に 30GB となる膨大なデータ量となるがその大部分を占める PXD のピクセルデータはそのほとんどが生成粒子の関与しないものであり、物理事象に対して有意義なデータをオンライン上で選別することで効率的なデータ収集を実現する。

表 3.2: Belle II データ収集システムの要求性能

最大トリガーレート	30kHz
最大イベントサイズ	1MB
最大 Level1 データフロー	30GB/sec
ピクセルデータサイズリダクション	1/10
HLT レートリダクション	1/3~1/6
最大データ記録レート	1.8GB/sec

次に Belle II データ収集システムの全体像を 3.10 に示す。トリガーシステムからの読み出

されたトリガー信号は加速器の RF 信号は 509MHz を 4 分周した 127MHz に同期させた全システム共通のクロックと共に各検出器のフロントエンドボードに送られる。デジタル化された信号は Belle2Link を用いた高速光データ転送システムで共通の読み出しモジュール HSLB(High Speed Link Board) に送られる。HSLB は COPPER(COMmon Pipelined Platform for Electronics Readout) にマウントされ読み出したデータはオンボード CPU によりギガビットイーサネットに転送される。200 枚以上の COPPER から集められたデータは 40 台の Readout PC に集められ、その後 Readout PC から送られた全ての COPPER のデータをイベント単位にまとめ高次トリガー (HLT) に送り (EB1)、HLT の 処理結果とピクセル検出器 (PXD) のデータをまとめ最終的なイベントデータを作成する (EB2)。HLT はオフラインとまったく同じ全イベント再構成がイベント毎の並列処理で行われ、その結果を用いて物理イベントの 選択を行う。

なぜ PXD だけデータの流が別かという、PXD のデータ量は他の検出器と比して圧倒的に大きく、COPPER を使用して読み出すことが難しい。また、そのような大量のデータをオフラインのストレージに残すことも難しい。そこで Belle II では HLT と ONSSEN と呼ばれる PXD 読み出しシステムを使ってこの問題を解決する。まず HLT では各ワーカースタイルでイベントごとに再構成された飛跡を 2 層の PXD センサーの表面まで外挿し、センサーの部分を示す四角形の Region of Interest(RoI) を生成する。この時、各 CPU コアで生成された RoI は HLT のアウトプットノードに HLT の処理結果の一部として転送され、アウトプットノード上の basf2(Belle II Analysis software framework) によりイベント番号とともに PXD の読み出しシステムに送られる。次に ONSSEN(ONline SElection Node) システムは多数の相互接続された FPGA で構成されており、受け取った RoI 情報と PXD からの信号のマッチングを行い、トラックとマッチした信号のみを後段に送り出す。

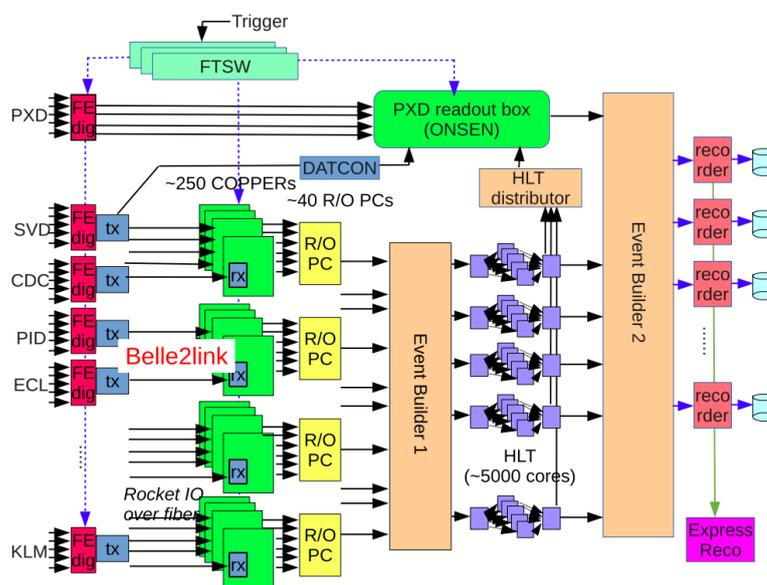


図 3.10: Belle II データ収集システムの全体像

3.2.2 High Level Trigger

Belle II の HLT(High Level Trigger) は複数のユニットから構成される。一つの PC クラスタユニットの構成を図 3.11 に示す。EB1 でイベント毎で集められた PXD 以外の検出器のデータは各ユニットのインプットノードに送られ Linux PC 上の共有メモリに蓄積される。インプットノードには 20 台程度のワーカーノードが接続されており、1 台のワーカーノードはマルチコア PC サーバであり、basf2 は各ワーカーノードにつきこの 16 又は 20 の CPU コアを持つ。処理結果は検出器からのデータとともにアウトプットノードに送られ、リングバッファに蓄積される。ここからさらに basf2 でイベントの最終的な取捨選択が行われ、ストレージノードに送られる。インプットノードに送られる際とアウトプットノードに送られる際は双方とも光ファイバーの 10GbE 接続で送られる。

1 イベントのデータに対する HLT プロセス時間は事象再構成ソフトウェアの性能に依存する。PC サーバの 16 コアを使うと、HLT に対するこのような PC サーバは約 10 個のラックに約 200 台必要となる。加速器の루미ノシティが徐々に上がっていくに従い、HLT の処理も求められる基準によって実行されていく。HLT は PC クラスタユニットの中にモジュール化される。SuperKEKB 加速器の最大루미ノシティを処理するためには、最大 10 ユニット以上が必要となるが、その最初のユニットが既に実装されている。(図 3.12) 上段からコントロールノード、インプットノード、アウトプットノード、ワーカーノード 5 台となっており下段にストレージディスクとなっている。各ストレージサーバは HLT ユニットからデータを受信し、データは複数のストレージデバイスに並列に記録される。

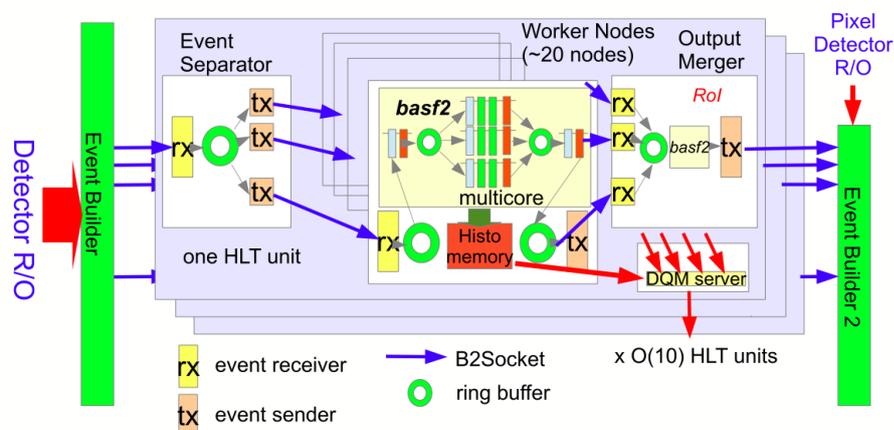


図 3.11: HLT の 1 ユニット。各ユニットは入出力をともにリングバッファを通してイベントの分配収集を行うことでロードバランシングを行う



図 3.12: HLT の 2nd ユニット (5PC ノード)

3.3 ソフトウェアトリガー

3.3.1 フレームワーク

HLT は PXD 以外のすべての検出器から情報を使ってイベントを事象再構成する。この時イベントに対するソフトウェアトリガーは物理レベルでの選別がされる。Belle II DAQ システムでは事象再構成ファーム (RFARM) をもとにしており、HLT の中には Level-3 トリガーと物理トリガーと呼ばれる 2 つのレベルのソフトウェアトリガーが存在する。

Level-3 トリガー (L3) は CDC の情報を使ったトラックの事象再構成と ECL の情報を使ったクラスターの事象再構成のあと、トラックの運動量と衝突点の位置、エネルギーデポジションによりビームバックグラウンドに起因するイベントを排除する。このトリガーによって全検出器を使った事象再構成に先立って物理事象を選別することでイベントの平均プロセス時間を短くすることができる。

物理トリガーは事象再構成の結果を使った物理レベルでの選別をする。Belle でのほぼ 100% 物理解析は、B や D の物理解析の場合はハドロニックイベント選別、またタウ・レプトンと two-photon の物理解析の場合は low-multiplicity 選別されたデータを使って行われた。またモニタリングのために BhaBha 散乱と μ -pair イベントのプレスケールしたサンプルも必要である。

実際の HLT におけるトリガーソフトウェアは物理解析とデータ収集をシームレスにつなぎ開発の効率化を図るためオフラインの事象再構成と同じソフトウェアが使われると想定している。Level-3 トリガーはオフラインのフレームワークと同様 HLT のフレームワークに直接挿入できるようにモジュールとして開発されており、物理トリガーはトリガーソフトウェアとして使われ、これらのソフトウェアモジュールはオフラインのモンテカルロシミュレーションを使ってテストされる。図 3.13 に期待される HLT とオフラインでのデータプロセスチェーンを示す。

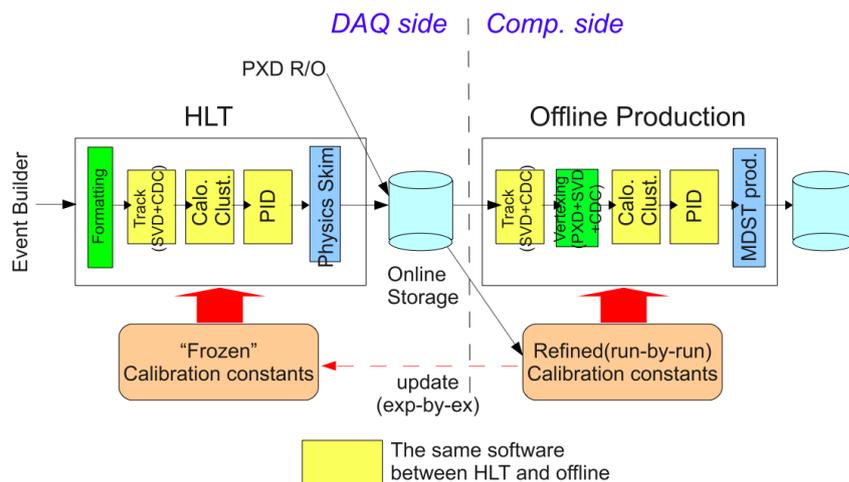


図 3.13: HLT とオフラインでのデータプロセスチェーン。最大の違いは解析アルゴリズムが使う calibration constant の扱いで DAQ 側が更新頻度が低く offline 側は高い

3.3.2 Level 3 トリガー

CDCトラックアルゴリズム

トラックのフィッティングに由来するパラメータは $\mathbf{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, \tan\lambda)^T$ の5つである。このときビーム軸に直交する平面を x-y 平面、ビーム軸を z 軸とする。それぞれは、

1. d_ρ は x-y 平面での IP から螺旋軌道への距離
2. ϕ_0 は x-y 平面での方位角
3. κ はビーム軸に対して直交方向の運動量 P_T の逆数
4. z_0 は z 方向の IP から螺旋軌道までの近接距離
5. λ は z 方向のトラックに対する角度

であり図3.14の(a)に負荷電のトラックでの、(b)正電荷のトラックでのそれぞれのパラメータを示す。

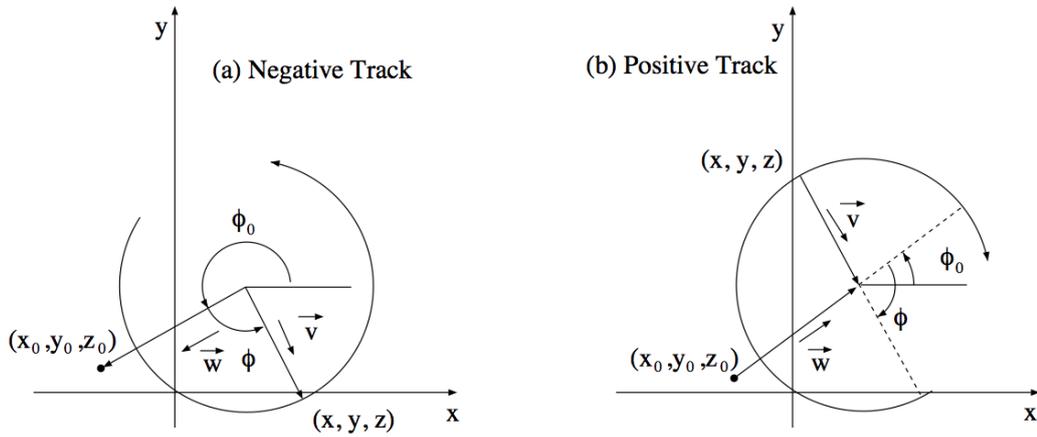


図 3.14: それぞれのパラメータ

荷電粒子は一様磁界で螺旋軌道を描き、位置は以下のように与えられる。

$$\begin{cases} x = x_0 + d_\rho \cos\phi_0 + \frac{\alpha}{\kappa} \{ \cos\phi_0 - \cos(\phi_0 + \phi) \} \\ y = y_0 + d_\rho \sin\phi_0 + \frac{\alpha}{\kappa} \{ \sin\phi_0 - \sin(\phi_0 + \phi) \} \\ z = z_0 + d_z - \frac{\alpha}{\kappa} \tan\lambda \cdot \phi_1 \end{cases} \quad (3.9)$$

α は磁界の任意定数で強さ B の磁界において $\alpha = 1/cB = 10000/2.9979258/B [\text{cm}(\text{GeV}/c)^{-1}]$ であり、 ϕ は符号付きの内部パラメータで回転角を表し、位置を決定する。回転角は例えば、 ϕ は中心点から外に向かう正の電荷を持つトラックには負符号をもつ。螺旋パラメータは $\mathbf{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, \tan\lambda)^T$ で誤差行列はピボットで定義される $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)^T$ である。螺旋の中心は x-y 平面で

$$x_c = x_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa}\right) \cos\phi_0 \quad (3.10)$$

$$y_c = y_0 + \left(d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa}\right) \sin\phi_0 \quad (3.11)$$

また符号付きの円の半径は

$$\rho = \frac{\alpha}{\kappa} \quad (3.12)$$

パラメータという点でトラックの運動量は以下

$$P_T = \frac{1}{|\kappa|} \quad (3.13)$$

または以下で与えられる。

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \frac{1}{|\kappa|} \begin{pmatrix} -\sin(\phi_0 + \phi) \\ \cos(\phi_0 + \phi) \\ \tan\lambda \end{pmatrix}$$

また中性のトラックの場合には直線でのパラメータ $\mathbf{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, \tan\lambda)^T$ を用いて

$$\begin{cases} x = x_0 + d_\rho \cos\phi_0 - t \cdot \sin\phi_0 \\ y = y_0 + d_\rho \sin\phi_0 + t \cdot \cos\phi_0 \\ z = z_0 + d_z + t \cdot \tan\lambda \end{cases} \quad (3.14)$$

となる。ここでtは螺旋の $\rho\phi$ に一致する x-y 平面でのトラックの長さを写したものである。次に軸の変換をする。軸を変えることはエネルギー損失や多重散乱補正を計算を簡単にするために非常に便利である。ピボットを以下のように変えると、

$$\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)^T \rightarrow \mathbf{x}'_0 = (x'_0, y'_0, z'_0)^T \quad (3.15)$$

螺旋パラメータは

$$\mathbf{a} = (d_\rho, \phi_0, \kappa, d_z, \tan\lambda)^T \rightarrow \mathbf{a}' = (d'_\rho, \phi'_0, \kappa', d'_z, \tan\lambda')^T \quad (3.16)$$

誤差行列は

$$E_{\mathbf{a}} \rightarrow E_{\mathbf{a}'} = \left(\frac{\partial \mathbf{a}'}{\partial \mathbf{a}} \right) E_{\mathbf{a}} \left(\frac{\partial \mathbf{a}'}{\partial \mathbf{a}} \right)^T \quad (3.17)$$

となり、新しい螺旋パラメータは

$$d'_\rho = (x_0 - x'_0 + (d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa})\cos\phi_0\cos\phi'_0 + (y_0 - y'_0 + (d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa})\sin\phi_0\sin\phi'_0 - \frac{\alpha}{\kappa}) \quad (3.18)$$

$$\phi'_0 = \text{atan2}((d'_\rho + \frac{\alpha}{\kappa})(y_0 - y'_0 + (d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa})\sin\phi_0)(d'_\rho + \frac{\alpha}{\kappa})(x_0 - x'_0 + (d_\rho + \frac{\alpha}{\kappa})\cos\phi_0) \quad (3.19)$$

$$\kappa' = \kappa \quad (3.20)$$

$$d'_z = z_0 - z'_0 + d_z - (\frac{\alpha}{\kappa})(\phi'_0 - \phi_0)\tan\lambda \quad (3.21)$$

$$\tan\lambda' = \tan\lambda \quad (3.22)$$

となる。

ピボットの変換をすることはトラックパラメータ κ のみを考慮すればよいので、エネルギー損失の影響を補正するのに役に立つ。まず軸をエネルギー損失の点、トラックパラメータベクトル、誤差行列を先ほどのように変換すると κ' はマテリアルから計算される平均のエネルギー損失を $\delta\kappa \frac{dE}{dx}$ とした時、

$$\kappa'_{corr} = \kappa' + \delta\kappa \frac{dE}{dx} \quad (3.23)$$

であり、つまり

$$\left(\frac{\partial \mathbf{a}'_{corr}}{\partial \mathbf{a}'}\right) = 1 \quad (3.24)$$

である。これは誤差行列はエネルギー損失補正によって変化しないことを意味する。エネルギー損失点においてピボットを変換しなければ $\tan\lambda$ 以外の全てのトラックパラメータはエネルギーに損失を受けてしまうため、ヘリックスパラメタリゼーションにおいてピボットを変換することはとても有用であることがわかる。

次に多重散乱補正が誤差行列に与える影響について考える。エネルギー損失の場合と同じようにピボットを移動させるとトラックパラメータと誤差行列は同時に変化する。マテリアルを通して広がったトラックに対する誤差行列は

$$E_{\mathbf{a}'_{corr}} = E_{\mathbf{a}} + E_{MS}. \quad (3.25)$$

右式の2項目は多重散乱による誤差行列補正:

$$(E_{MS})_{22} = (1 + \tan^2\lambda) \cdot \sigma_{MS}^2 \quad (3.26)$$

$$(E_{MS})_{33} = \kappa \tan^2\lambda \cdot \sigma_{MS}^2 \quad (3.27)$$

$$(E_{MS})_{35} = (E_{MS})_{53} = \kappa \tan\lambda (1 + \tan^2\lambda) \cdot \sigma_{MS}^2 \quad (3.28)$$

$$(E_{MS})_{55} = (1 + \tan^2\lambda) \cdot \sigma_{MS}^2 \quad (3.29)$$

を表す。 σ_{MS} は

$$\sigma_{MS} = \frac{0.0136}{\beta p(\text{GeV})} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left\{1 + 0.038 \ln\left(\frac{L}{X_0}\right)\right\} \quad (3.30)$$

で与えられる。ここで L/X_0 はマテルあるの厚さによる放射光の単位である。

トラックファインディングでは、axial layer 間のトラックセグメントを繋ぐ時にカルマンフィルタ? [5] のような方法を κ に対して用いる。具体的には新しいトラックセグメント候補とトラックを繋ぐ前後で、パラメータ κ の値の変化が最も小さい候補をトラックセグメントとして実際につなぐ。またフィット出来たかを確認する条件としては、 $P_T \geq 300\text{MeV}$ かつ $|d_\rho| < 5\text{cm}$ で、三次元再構成出来ないトラック (ステレオヒット数2個未満) も捨てる。

L3 トリガーではこれらの情報を用いて IP 由来のトラックの選ぶ指標として Belle 実験と同様に d_ρ と z_0 、そして運動量 P_T を用いる予定である。例えば Belle 実験では L3 を通過するトラック (グッドトラックと呼ぶ) の条件は $|d_\rho| < 1\text{cm}$ と $|z_0| < 4\text{cm}$ 、 $P_T > 0.3\text{GeV}/c$ としており、一本でもグッドトラックがあれば L3 を通過することが出来た。

ECL エネルギーアルゴリズム

ECL からの情報として使用するものにヒットしたクリスタルの番号、デジタイザーから得たヒットのエネルギーと波形フィットの時間情報がある。ECL のクリスタルには θ 方向と ϕ 方向にそれぞれ ID 番号が付いている (図 3.15) θ 方向は $\theta\text{ID}:0\sim 10$ までがフォワードエンドキャップ領域 (青)、 $\theta\text{ID}:11\sim 60$ までがバレル領域 (緑)、 $\theta\text{ID}:61\sim 68$ までがバックワードエンドキャップ領域 (橙) となっていて、各 θID に対し一周分の ϕID が対応している。

3.3.3 物理トリガー

Level-3 トリガーを通過した物理事象をすべて記録するのはファイルストレージの容量やオフラインのプロセッシング能力などから現実的ではない。また物理事象のすべてが物理的に有意義であるとは限らない。そこで物理トリガーでは検出器の性能評価や新物理探索に有意義な物理事象を積極的に選別していく。物理選別は広い範囲の物理過程に対し高い efficiency を保つように内包されたデザインになっている。詳細な条件については B、D や τ pairs のフレーバー遷移やチャーモニウム・ボトニウムの崩壊、エキゾチックなダークセクターの寄与、電弱ペンギンや粒子の生成メカニズムなどに関するトリガーが開発されている。イベント選別は主にトラックの多様性、カロリメーターで落とされたエネルギーの合計、イベントシェイプトポロジーによって行われる。多数のトラックがある過程は高い efficiency でトリガーされるべきであり、ダークマターの兆しを含む radiative モードなどの中性過程は条件をチューンする際にとっても気をつけなければならない。

またトリガーはバックグラウンドの影響を減らすことが不可欠である。efficiency を最大に保つために、セレクションフレームワークでは正確な検出器のキャリブレーション情報が用いられる必要がある。以下に現在の物理トリガーの選別条件を表 3.3 記す [6]。P1 と P2、E1 と E2 はそれぞれ CMS において一番目と二番目に大きいトラックの運動量とクラスターのエネルギーを表す。これらは実際のバックグラウンド状況や L3 との兼ね合いにより、さらなるチューンがされる予定である。

表 3.3: 物理トリガーの選別条件

カテゴリー	条件	物理ターゲット
BhaBhaHLT	1:Nt \geq 2, P1 > 3 P1+P2 > 4, back-to-back 1:Nt \geq 2, P1 > 3 E1g > 2, back-to-back	ee
DimuHLT	1:Nt \geq 2, P1 > 3 P1+P2 > 4 E1+E2 > 2 1:Nt = 1, P1 > 3 non-e	$\mu\mu$
GGHLT	Nt \leq 1, non-e, E1 > 2 E1+E2 \geq 4	$\gamma\gamma$
TauHLT	Nt \geq 2, P1 < 5, Esum < 9, Evis < 9	Generic τ , two tracks
TwoTrkHLT	2 \leq Nt \leq 5, P1 < 5, P1+P2 < 9	two tracks
OneTrkOneClusHLT	Nt = 1, 2, non-e, E1 > 1.0, theta > 45	two tracks
SignalPhotonHLT	Nt \geq 2, P1 < 5, Esum < 9, Evis < 9	Single photon
Di-PhotonHLT	Nt \geq 2, P1 < 5, Esum < 9, Evis < 9	eeee, ee $\mu\mu$
HadronHLT	Nt \geq 3, Evis > 2.5	BB+continuum

第4章 Level 3 トリガーの開発

4.1 Level 3 に要求される性能とチェックすべきモード

本研究に使用した basf2 のバージョンは、リリースバージョンは build-2015-12-01(externals:01-01-01)、OS は Scientific Linux6.3(64 ビット版)、gcc は 5.2、root は 6.1、Geant4 は 10.1.2 である。

Level-3 トリガーの開発にあたり、特に注意深くチェックすべきモードの特徴については

- ECL でトリガーされるべきもの
- τ を含むもの (ニュートリノが出るため CDC でとらえるのが難しい)
- K_s を含むもの (d_ρ が原点と合わない)

といったことが挙げられる。これらを踏まえた上で $\Upsilon(4S)$ からの崩壊も含め、本研究では以下のようなモード対しバックグラウンドの量を変化させながら level-3 トリガーの開発を行った。これらとビームバックグラウンド事象 (beamBG) の削減率から Level-3 トリガーの性能を評価する。

ここでのバックグラウンドとは粒子崩壊に由来するものに混ざり込んだ第 2 章で説明したような粒子に関係のないものであり、バックグラウンド量を増やすとはこの粒子に混ぜこむためにシュミレーションされたバックグラウンドの量を増やすことを意味する。本研究では Belle II 実験で想定される程度のバックグラウンド (BGx1) を用いたモンテカルロシミュレーション (MC)、想定 of 2 倍 (BGx2)、想定 of 3 倍 (BGx3)、想定 of 4 倍 (BGx4) の MC を用いた。

これに対しビームバックグラウンド事象とは Belle での典型的なバックグラウンド事象を再現したもので、ビームパイプの位置 ($z=\pm 10\text{cm}$) の位置を中心に一様に運動量平均 1GeV の陽子を 2 個半径 1cm の球状に等方的に発生させ、そこにビームバックグラウンド事象のためにシュミレーションされたバックグラウンドを混ぜ込んだ事象である。ビームバックグラウンド事象に対しても同様に BGx1~BGx4 の状況を想定して研究を行った。

表 4.1: チェックしたモードのまとめ

モードの名前	説明
generic	$\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$ 50% $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$ 50%
continuum	$\Upsilon(4S) \rightarrow u \bar{u}$ 25% $\Upsilon(4S) \rightarrow c \bar{c}$ 25% $\Upsilon(4S) \rightarrow d \bar{d}$ 25% $\Upsilon(4S) \rightarrow s \bar{s}$ 25%
τ pair	$\Upsilon(4S) \rightarrow \tau\tau$
$K^*\gamma$	<p style="text-align: center;"> $B^0 \rightarrow K^* \gamma$ $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{K}^* \gamma$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad K_S \pi^0$ $\quad \quad \quad \pi^+ K^-$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \pi^+ \pi^-$ $\quad \quad \quad \pi^+ \pi^-$ </p>
$\tau\nu$	$\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \tau^+ \nu_\tau$

4.2 generic モードを用いた CDC トラック情報

まずは最も単純なケースとしてバックグラウンドなしの generic の MC(黒線) とビームバックグラウンド事象(青線) を比較する。ここで 3.2.2 章で説明したアルゴリズムを用いて実際に generic モードでのそれぞれのパラメータの出力結果を示す(図 4.1、図 4.2、図 4.3)。 P_T のマイナス領域は負電荷、プラス領域は正電荷を意味する。

これらの結果より、generic の衝突点付近からのトラック (good トラック) とビームバックグラウンド事象を見分けるために $|d_\rho| < 1cm$ と $|z_0| < 4cm$ 、 $P_T > 0.3GeV/c$ の条件を用いていることとする。またこの good トラックが一本でもあれば level-3 トリガーを通過することとする。

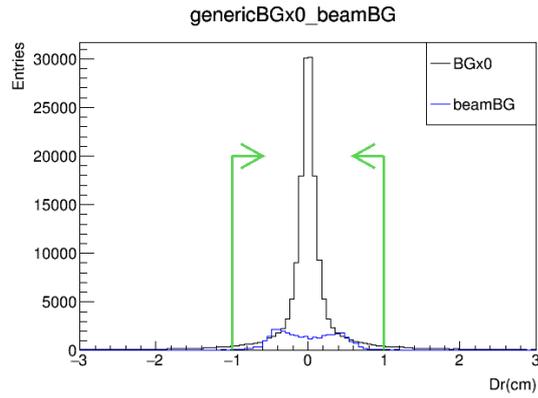


図 4.1: CDC トラック: d_ρ

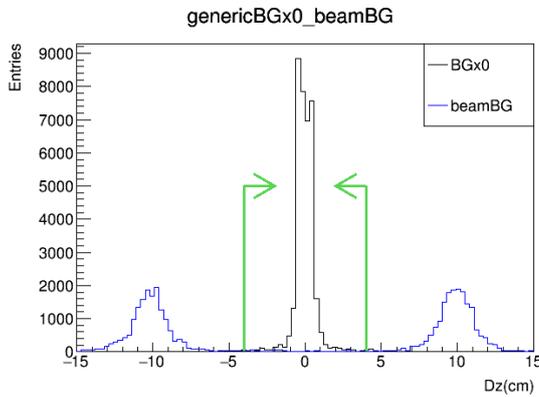


図 4.2: CDC トラック: z_0

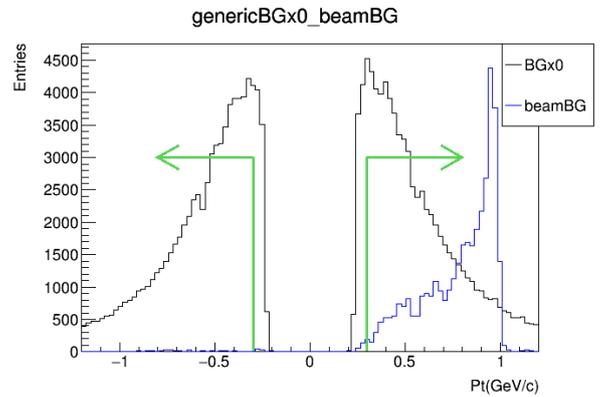


図 4.3: CDC トラック: P_T

次に generic のバックグラウンドなしの MC(黒線) とバックグラウンドありの MC(赤線) について比較する。

図 4.4、図 4.5、図 4.6 から d_ρ , z_0 , P_T はバックグラウンドがある場合エントリー数が有意に減少はしているが大きな違いはないことがわかる。

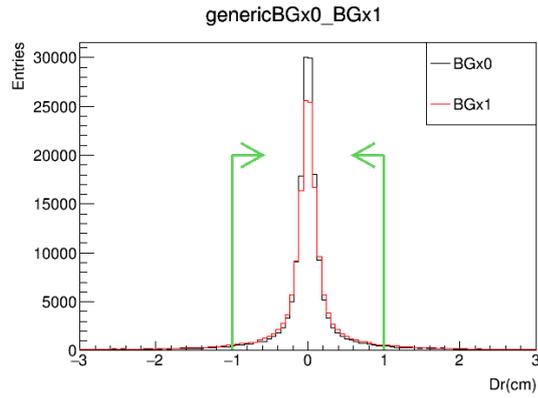


図 4.4: CDC トラック: d_ρ

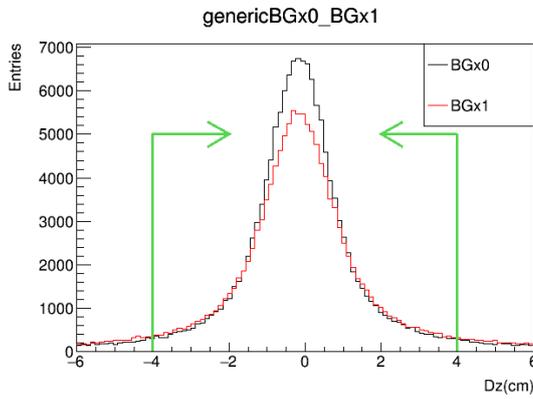


図 4.5: CDC トラック: z_0

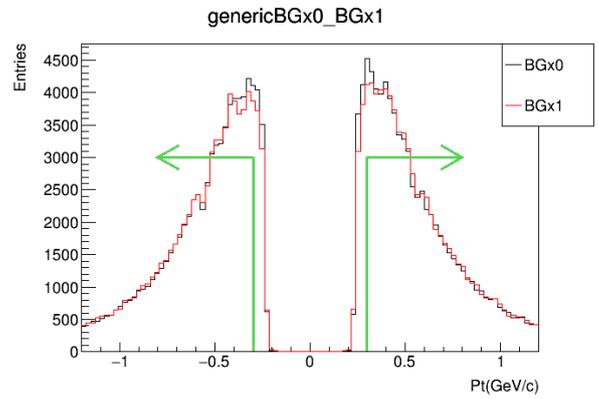


図 4.6: CDC トラック: P_T

4.3 generic モードを用いた ECL エネルギー情報

CDC トラック情報と同様、ECL エネルギー情報も最も単純なケースとしてバックグラウンドがない generic モード (黒線) とビームバックグラウンド事象 (青線) を比較する。

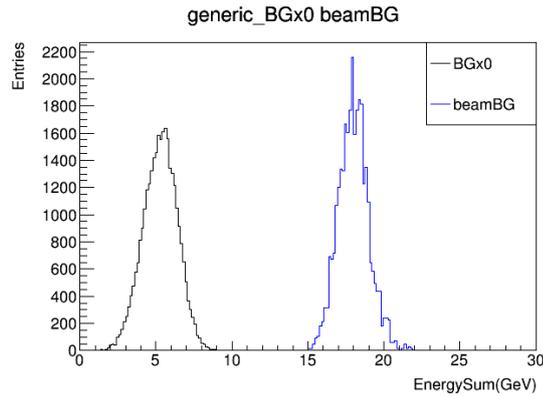


図 4.7: ECL エネルギー:事象あたりの合計エネルギー

図 4.7 は 3.2.2 章で説明したアルゴリズムでクラスターエネルギーを足し上げた事象あたりの合計エネルギーである。ここで、単純には合計エネルギーの閾値を設定すること両者を区別することは出来るが、その場合バックグラウンドがある状況では上手く行かないことが容易にわかるので、次に generic のバックグラウンドなしの MC(黒線) とバックグラウンドありの MC(赤線) について比較していく。

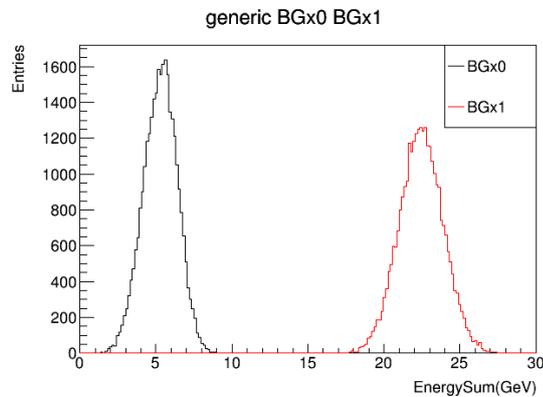


図 4.8: ECL エネルギー:事象あたりの合計エネルギー

図 4.8 より ECL トラックトリガーはビームバックグラウンドの影響を大きく受け、平均合計エネルギーはバックグラウンドがなしの MC で 5.27(GeV)、バックグラウンドありの MC で 22.4(GeV) と 17.3(GeV) の差がある。このビームバックグラウンドの影響を減らすためになぜこのようにエネルギーに大きな乖離が生まれたのかの原因を明らかにするとともに、対策を検討した。
 まずはバックグラウンドがなしの MC とバックグラウンドありの MC で横軸を θ_{Id} 、縦軸を ϕ_{Id} での 1 ヒットに対するヒットマップを図 4.10 と図 4.9 に示す。

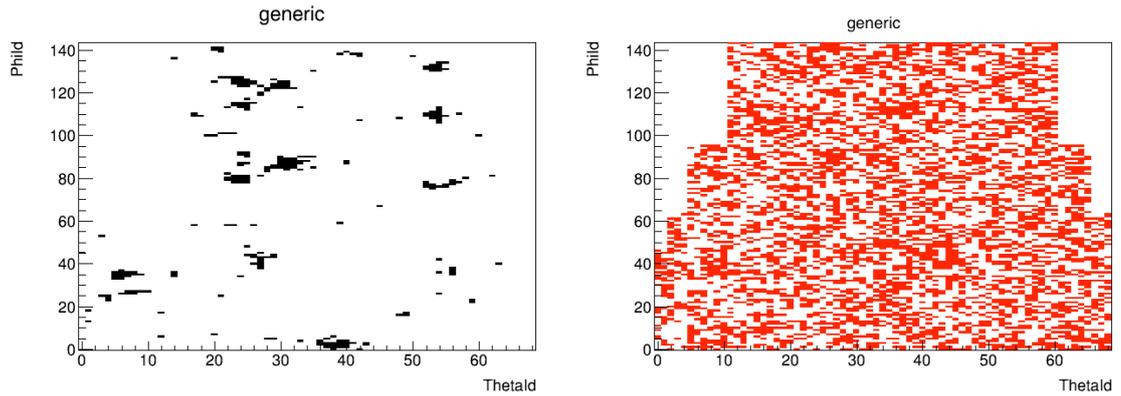


図 4.9: バックグラウンドなしの MC でのヒット図 4.10: バックグラウンドありの MC でのヒットマップ

バックグラウンドなしの場合のヒットは黒色、バックグラウンドありの場合のヒットは赤色を用いて比較している。バックグラウンドありの場合はヒットの数が数十倍多いためことがわかる。バックグラウンドがない場合のようの一つ一つのクラスターを分離する必要があるため、ヒットの中からバックグラウンド由来のものが多く落としても問題がないと思われるエネルギー 10(MeV) 以下のヒットを捨てたヒット分布を図 4.11 に示す。クラスターが分離され、バックグラウンドなしの状態に近づけることできた。

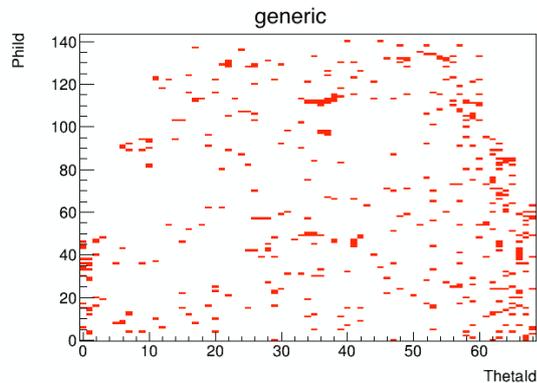


図 4.11: バックグラウンドありの MC で 10MeV 以下のヒットを捨てた

次に 10MeV 以下のエネルギーのヒットを捨てたあとの ECL 検出器の各チャンネルに信号が入った時間(タイミング情報)の分布を図 4.12 に示す。ECL ではエネルギーが 5(MeV) 以下のものは時間再構成できず、再構成されなかったヒットに関しては 0(ns) に立つ仕様となっている。タイミング情報はビームバックグラウンドでは全体にランダムに分布するのに対し、粒子崩壊由来の信号は時間再構成がされるためピークをもつ。このピークの範囲外のヒットを捨てることで、バックグラウンドの影響を抑えることができる。ここではピークから前後 220ns の範囲外にあるヒットを捨てる(タイミングカット)こととする。

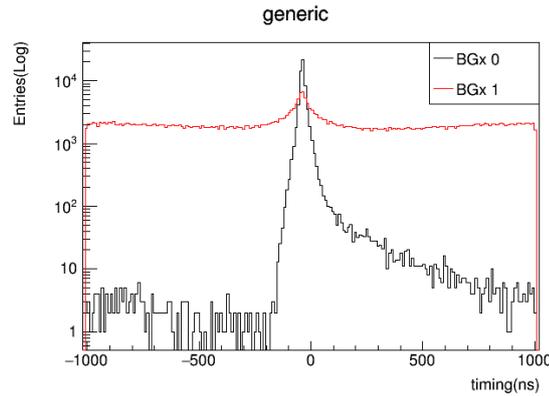


図 4.12: タイミング情報:generic

このタイミングカットが有効であることは図 4.13 からわかる。黒線がバックグラウンドなしの MC、赤線がバックグラウンドありの MC、緑線がバックグラウンドありの MC でタイミングカットした場合のヒットエネルギーの分布である。タイミングカットをかけることでバックグラウンドなしの状態に近づけることができた。

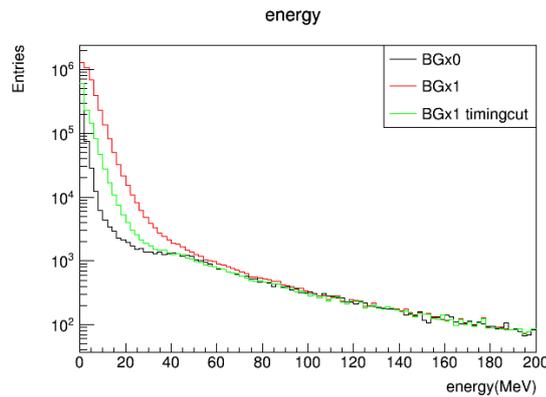


図 4.13: エネルギー情報:generic

次にこれらのカットをかけたあとのシードのエネルギーとクラスターのエネルギーを図 4.14、図 4.15 に示す。粒子崩壊由来のエネルギーを確保しつつ、バックグラウンドありの MC とバックグラウンドなしの MC の差が大きいクラスターを捨てる必要があるためここではシードクラスターの閾値を 20(MeV)、クラスターエネルギーの閾値を 25(GeV) に設定した。そしてこれらの閾値を超えるクラスターを good クラスターとし、事象あたりの good クラスターの合計エネルギーを事象あたりのエネルギーとする。

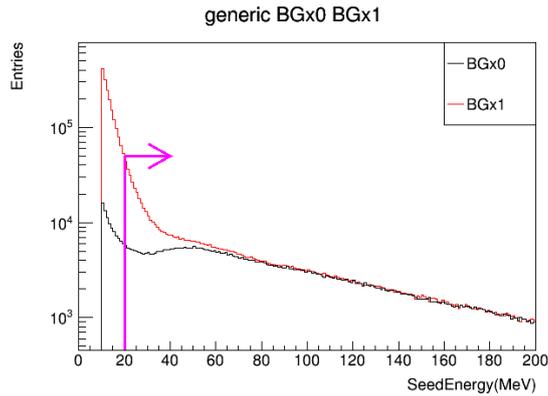


図 4.14: シードエネルギー

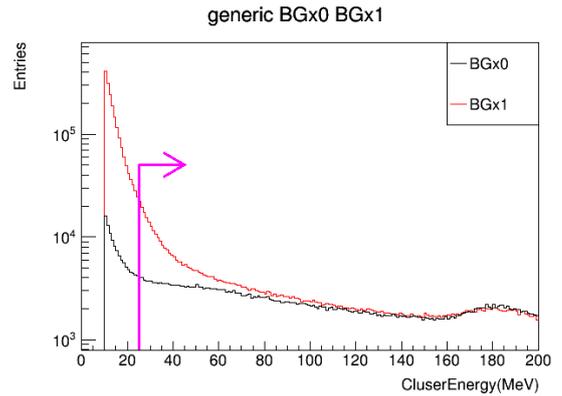


図 4.15: クラスターエネルギー

最後に全ての選別を終えた後の事象あたりの合計エネルギーを図 4.16 に示す。選別前には 17.3(GeV) あったエネルギー差が 0.05(GeV) となり、ビームバックグラウンドの影響を十分減らすことができた。

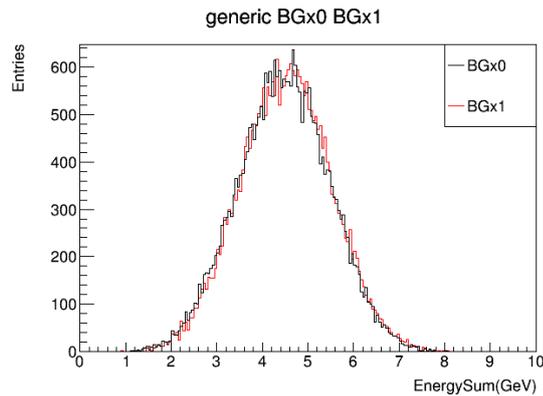


図 4.16: 事象合計エネルギー

次に図 4.17 に全ての選別を終えた後のバックグラウンドなしの MC(黒線) とビームバックグラウンド事象の MC(青線) を示す。ビームバックグラウンド事象と generic 事象を分離するために事象合計エネルギーの閾値 3(GeV) 以上の事象は Level-3 トリガーを通過するものとする。

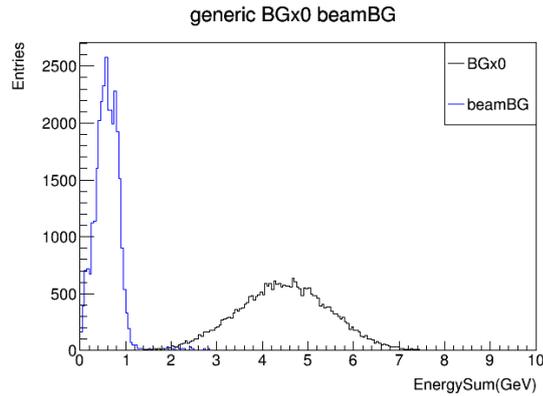


図 4.17: 事象合計エネルギー

4.4 選別条件の妥当性

ここでは次に事象効率などに基づいて選別条件の妥当性を評価する。まず事象効率の定義については Level-3 トリガーに入ってきた全エントリーを分母にとり、

$$\text{事象効率 (\%)} = \frac{\text{Level-3 トリガーを通った事象数}}{\text{Level-3 トリガーに入ってきた全事象数}} \times 100 \quad (4.1)$$

と定義するものと、High Level Trigger を通過する事象数を分母にとり、

$$\text{事象効率 HLT(\%)} = \frac{\text{Level-3 トリガーを通ったイベント数}}{\text{HighLevelTrigger を通過する事象数}} \times 100 \quad (4.2)$$

と定義するものの二つを用いる。実際には後者の事象効率が目標の性能を達成すればよいが、現在 High Level Trigger は開発段階にあるため前者の事象効率も含め評価していく。

4.4.1 CDC-ECL カットの相補性

ここでは CDC と ECL トリガーが相互に補完しあっているとを示す。図 4.18 に CDC の goodトラックの本数を示す。赤線がバックグラウンドありの MC、青線がビームバックグラウンド事象の MC、破線はそれぞれの場合で ECL トリガーを通過しないものである。

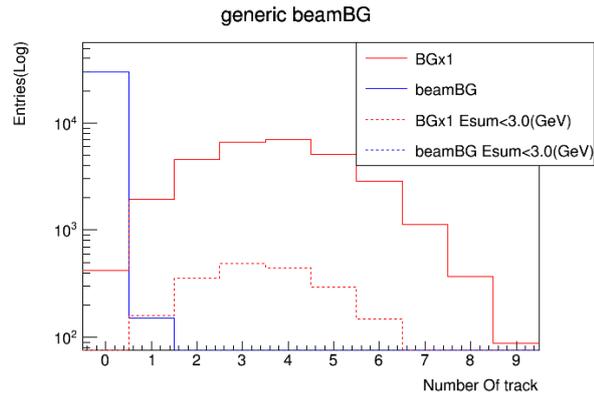


図 4.18: goodトラック

バックグラウンドありのMCでのgoodトラックの平均3.7本であるのに対し、ビームバックグラウンド事象では0.005本と多くのgenericの事象がCDCトリガーを通過するのに対し、ビームバックグラウンド事象はほとんどが通過しない。またバックグラウンドありのMCでECLトリガーを通過しない事象に対して平均3.5本のgoodトラックをもちCDCトリガーがECLトリガーを補完しているのに対し、ビームバックグラウンド事象では変わらず0.005本と補完はみられない。

次に図 4.19 に ECL の事象合計エネルギーを示す。赤線がバックグラウンドありのMC、青線がビームバックグラウンド事象のMC、破線はそれぞれの場合でCDCトリガーを通過しないものである。CDCトリガーを通過しない事象に対してgenericでは平均4.4(GeV)のエネルギーをもちECLトリガーを通過するためECLトリガーがCDCトリガーを補完していると言える。これに対しビームバックグラウンド事象ではCDCトリガーを通過しない事象に対して平均0.5(GeV)のエネルギーしか持たず、補完はみられない。

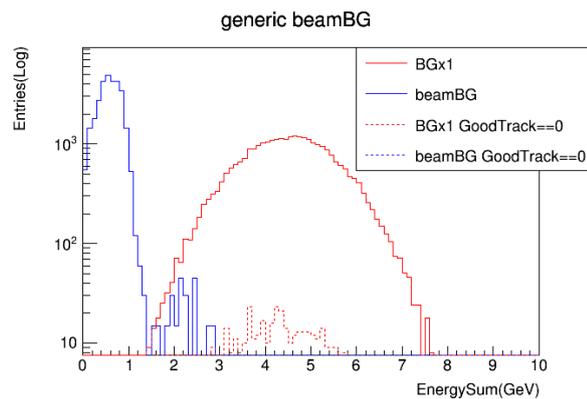


図 4.19: 事象合計エネルギー

次に事象効率を表 4.2 に示す。表の ECL とは ECL でトリガーされる事象事象効率、CDC とは CDC でトリガーされる事象事象効率であり括弧ないの ECL のみ、CDC のみとはそれ

ぞれでのみトリガーできた事象の事象効率である。CDC トリガーと ECL トリガーが相互に補完し合い事象効率は 99(%) を超える。

表 4.2: generic

BGx 倍	ECL(ECL のみ)(%)	CDC(CDC のみ)(%)	事象効率 (%)	事象効率 HLT(%)
0	92.3(0.87)	99.0(7.59)	99.8±0.02	99.9±0.02
1	93.3(1.26)	98.6(6.53)	98.8±0.02	99.9±0.02

4.4.2 選別条件の安定性

ここでは選別条件を大きく変化させることにより、結果に影響があるかを見ていく。大きく変化させても結果にあまり影響が見られなければ選別条件の安定性を示す事ができる。表 4.3 に CDC トリガーのカットを大幅にゆるくしたパターンを 2 つと大幅にきつくしたパターンを 2 つを、一番上には現状の選別条件を示す。CDC トリガーのカットを大幅にゆるくしたパターンでは通過してしまうバックグラウンド事象の量が増加することが予想されるが generic モードについては事象効率がほとんど変化しないことがわかる。また CDC トリガーのカットを大幅にきつくしたパターンでは CDC でトリガーされる事象は減るものの ECL トリガーが補完してやはり事象効率にはほとんど影響を与えないことがわかる。よって CDC トリガーの選別条件は安定であるといえる。

表 4.3: CDC トリガーの条件を変えた場合

d_ρ	z_0	P_T	CDC(%)	事象効率 (%)
1(cm)	4(cm)	0.3(GeV/c)	98.6±0.07	99.9±0.02
2(cm)	8(cm)	0.2(GeV/c)	98.6±0.04	100±0.01
4(cm)	16(cm)	0.1(GeV/c)	99.8±0.03	100±0.01
0.8(cm)	3(cm)	0.4(GeV/c)	95.7±0.12	99.9±0.03
0.5(cm)	2(cm)	0.5(GeV/c)	80.0±0.23	99.0±0.06

次に ECL トリガーで選別の合計エネルギーの閾値を変えた場合の事象効率を表 4.4 に示す。前章では閾値を 3(GeV) としたがこれ以下の値では通過してしまうバックグラウンド事象の量が増加することが予想されるが事象効率はほとんど変化しない。またこれ以上の値では ECL 効率は下がって行くが、CDC トリガーが補完することによって事象効率にはほとんど影響を与えないことがわかる。よって ECL トリガーの選別条件は安定であるといえる。

表 4.4: ECL トリガーの条件を変えた場合

合計エネルギーの閾値	ECL(%)	事象効率 (%)
1(GeV)	100±0.00	100±0.00
2(GeV)	99.5±0.04	100±0.00
3(GeV)	93.3±0.14	99.9±0.02
4(GeV)	69.2±0.27	99.5±0.04
5(GeV)	31.5±0.27	99.0±0.06
6(GeV)	7.02±0.15	98.7±0.07

4.4.3 バックグラウンドに対する耐久性

ここではバックグラウンドを変化させた場合の Level-3 トリガーの耐久性を示す。まずは CDC について、表 4.5 はバックグラウンドを 2 倍、3 倍、4 倍と増やした時の good トラックの平均本数と事象効率である。バックグラウンドが 4 倍になっても 12(%) 程度しか下がっておらず、ECL と補完しあうことで目標の事象効率を達成できることが期待できるためバックグラウンドに対してある程度の耐性を持つといえる。

表 4.5: バックグラウンド量を変化させた時 CDC トリガーの耐久性

BGx 倍	平均 good トラック本数	CDC(%)
0	4.09(本)	99.0±0.06
1	3.76(本)	98.6±0.07
2	3.30(本)	97.5±0.09
3	2.73(本)	94.3±0.13
4	2.17(本)	88.6±0.18

次に ECL について、ヒットエネルギー分布とタイミング情報についてバックグラウンドが増加した場合についても選別条件が有効であるかを示す。図 4.20 がヒットエネルギー分布で黒線がバックグラウンドなしの MC、水色線がバックグラウンド 2 倍の MC、緑線がバックグラウンド 2 倍の MC で先ほどと同様のタイミングカットした場合であり、図 4.21 が 10(MeV) 以下のエネルギーのヒットを捨てた時のタイミング情報で黒線がバックグラウンドなしの MC、水色線がバックグラウンド 2 倍の MC、赤線がバックグラウンド 1 倍の MC である。ヒットエネルギー分布とタイミング情報ともにエントリー数が増加しタイミング情報ではピークがバックグラウンド 1 倍の時ほど明確ではないが、双方のカットともに有効であることがわかる。

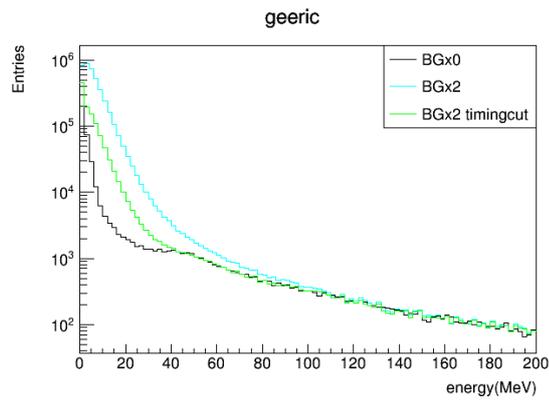


図 4.20: エネルギー情報:generic

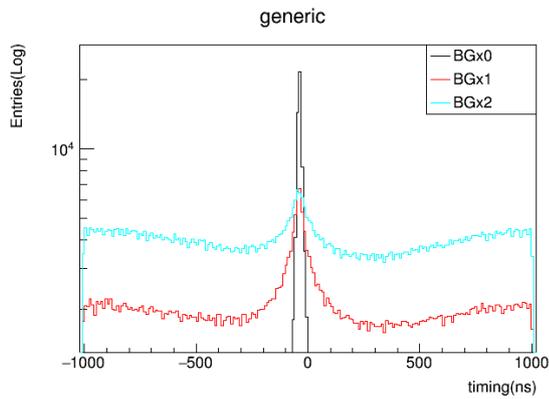


図 4.21: タイミング情報:generic

先ほどと同様の事象選別を行ったあとの平均事象合計エネルギーと ECL 効率を表 4.6 に示す。バックグラウンド 4 倍の時でもバックグラウンドがない場合にくらべて平均事象合計エネルギーは 0.9(GeV) とビームバックグラウンドの影響を抑えられていることがわかる。

表 4.6: バックグラウンド量を変化させた時 ECL トリガーの耐久性

BGx 倍	平均事象合計エネルギー	ECL(%)
0	4.46(GeV)	92.3±0.15
1	4.51(GeV)	93.3±0.14
2	4.70(GeV)	95.7±0.11
3	5.00(GeV)	97.7±0.09
4	5.36(GeV)	99.1±0.05

最後にバックグラウンドを1倍、2倍、3倍、4倍とした時の generic モードとビームバックグラウンド事象の事象効率を表 4.7、4.8 に示す。generic の事象効率がバックグラウンドの量が増加しても 99(%) 以上を達成している一方、ビームバックグラウンド事象ではバックグラウンド 4 倍に対しても目標の 10(%) 以下の要求を満たしている。

表 4.7: generic

BGx 倍	ECL(ECL のみ)(%)	CDC(CDC のみ)(%)	事象効率 (%)	事象効率 HLT(%)
1	93.3(1.26)	98.6(6.53)	98.8±0.02	99.9±0.02
2	95.6(2.39)	98.6(6.53)	98.8±0.02	99.9±0.02
3	97.6(5.57)	94.3(2.15)	98.8±0.02	99.9±0.02
4	99.1(11.3)	88.5(0.69)	98.8±0.02	99.9±0.02

表 4.8: ビームバックグラウンド事象

BGx 倍	ECL(ECL のみ)(%)	CDC(CDC のみ)(%)	事象効率 (%)
1	0.00(0.00)	0.50(0.50)	0.50±0.04
2	0.00(0.00)	2.45(2.45)	0.24±0.09
3	0.30(0.30)	2.50(2.50)	2.80±0.10
4	0.95(0.90)	4.95(4.90)	5.85±0.14

第5章 generic以外のモードの事象効率

本章では generic 以外のモードの Level-3 での事象効率を確認していく。表 5.1 に continuum、表 5.2 に τ_{pair} 、表 5.3 に $K^*\gamma$ 、表 5.4 に $\tau\nu$ 、そして表 5.5 にバックグラウンド事象の陽子を電子と想定した場合の結果を示す。

表 5.1: continuum

BGx 倍	ECL(ECL のみ)(%)	CDC(CDC のみ)(%)	事象効率 (%)	事象効率 HLT(%)
0	92.0(0.73)	99.1(7.84)	99.9±0.02	99.9±0.02
1	93.2(1.80)	98.6(6.64)	99.8±0.02	99.9±0.02
2	95.4(2.52)	97.3(4.37)	99.8±0.02	99.9±0.02
3	97.7(5.60)	94.2(2.10)	99.8±0.02	99.9±0.02
4	99.0(11.2)	88.6(0.80)	99.8±0.02	99.9±0.02

表 5.2: τ_{pair}

BGx 倍	ECL(ECL のみ)(%)	CDC(CDC のみ)(%)	事象効率 (%)	事象効率 HLT(%)
0	36.7(2.29)	87.5(53.8)	90.5±0.17	94.4±0.14
1	40.2(4.35)	84.5(48.6)	88.8±0.18	92.9±0.15
2	45.3(6.73)	80.3(41.7)	87.0±0.19	91.7±0.16
3	53.4(11.5)	73.5(31.6)	85.0±0.21	90.0±0.18
4	62.2(19.5)	64.2(21.5)	83.7±0.21	88.9±0.19

表 5.3: $K^*\gamma$

BGx 倍	ECL(ECL のみ)(%)	CDC(CDC のみ)(%)	事象効率 (%)	事象効率 HLT(%)
0	96.5(1.92)	97.9(3.26)	99.8±0.02	99.9±0.02
1	96.5(2.84)	96.8(3.18)	99.7±0.03	99.7±0.03
2	97.4(4.84)	94.9(2.34)	99.7±0.03	99.7±0.03
3	98.2(8.58)	90.7(1.34)	99.7±0.03	99.7±0.03
4	99.1(16.1)	83.6(0.59)	99.7±0.03	99.6±0.03

表 5.4: $\tau\nu$

BGx 倍	ECL(ECL のみ)(%)	CDC(CDC のみ)(%)	事象効率 (%)	事象効率 HLT(%)
0	33.0(0.96)	96.3(64.4)	97.3±0.10	97.7±0.09
1	36.8(1.40)	95.1(60.0)	96.4±0.11	96.8±0.10
2	46.8(3.17)	92.2(48.6)	95.3±0.12	95.8±0.12
3	61.1(7.13)	86.9(40.0)	94.0±0.14	94.6±0.13
4	87.9(15.0)	82.5(9.56)	97.5±0.15	97.6±0.14

表 5.5: ビームバックグラウンド (電子)

BGx 倍	ECL(ECL のみ)(%)	CDC(CDC のみ)(%)	事象効率 (%)
1	0.00(0)	4.60(4.60)	4.60±0.10
2	0.05(0.05)	9.20(9.20)	9.25±0.13
3	0.40(0.35)	8.01(7.96)	8.36±0.13
4	1.10(1.05)	7.95(7.9)	9.00±0.13

continuum, $K^*\gamma$ は共に 99(%) 以上の事象効率を保つことが出来た。
 $\tau\nu$, τ_{pair} については運動量が保存せず図 5.1 のように観測エネルギーが小さくなるため図 5.2 のビームバックグラウンド事象を抑えつつトリガーすることは難しいが、 $\tau\nu$, τ_{pair} とともに 90(%) を超える事象効率を保つことができた。

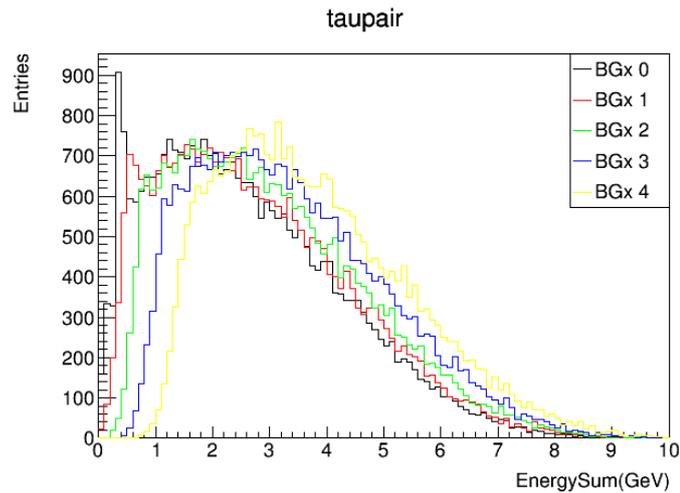


図 5.1: イベントあたりの合計エネルギー値: τ_{pair}

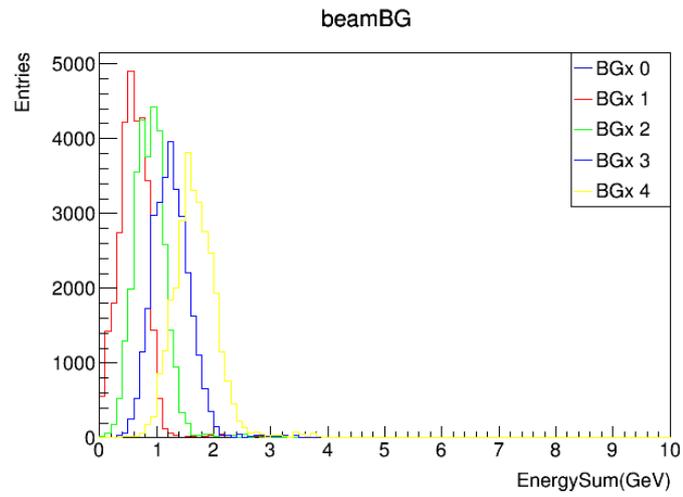


図 5.2: イベントあたりの合計エネルギー値:beamBG

ビームバックグラウンド事象については陽子を電子に変えた場合でもビームバックグラウンドを1~4倍で要求性能である10(%)以下に抑えることができた。

第6章 データ収集システム実機を用いた Level-3トリガー性能評価

本章ではテストベンチを用いて開発した Level-3 トリガーが正常に動くか確認するとともに、データ量の削減や処理時間について見ていく。使用したテストベンチは HLT の二号機で 100 コア入っている。実験本番では 20 コア、10 ユニットのものを 15 台の全部で 3000 コア使用する予定である。

実際 Level-3 に入ってくる物理事象とビームバックグラウンド事象の割合を予想することは難しいが今回は Belle II で予想されるバックグラウンド下で $\Upsilon(4S)$ のみ、ビームバックグラウンド事象のみ、物理事象とビームバックグラウンド事象が 1:1 で Level-3 に入ってくる場合について Level-3 から再構成が行われるまでの過程での性能評価を行った。

表 6.1 に $\Upsilon(4S)$ のみ、表 6.2 にビームバックグラウンド事象のみ、表 6.3 に物理事象とビームバックグラウンド事象が 1:1 の Level-3 がある場合とない場合に対する 1 事象あたりの平均データ量、1 秒 1 コアあたりの処理データ量、1 事象 1 コアあたりの処理時間、1 事象 1 コアあたりのレートを示す。

表 6.1: $\Upsilon(4S)$

	Level-3 なし	Level-3 なし
1 事象あたりの平均データ量	0.89(MB)	0.71(MB)
1 秒 1 コアあたりの処理データ量	3.04(MB/秒)	3.52(MB/秒)
1 事象 1 コアあたりの処理時間	0.29(秒)	0.20(秒)
1 事象 1 コアあたりのレート	3.44(Hz)	4.96(Hz)

表 6.2: ビームバックグラウンド事象

	Level-3 なし	Level-3 なし
1 事象あたりの平均データ量	0.85(MB)	0.1(MB)
1 秒 1 コアあたりの処理データ量	2.74(MB/秒)	2.89(MB/秒)
1 事象 1 コアあたりの処理時間	0.29(秒)	0.03(秒)
1 事象 1 コアあたりのレート	3.40(Hz)	28.7(Hz)

表 6.3: $\Upsilon(4S)$: ビームバックグラウンド事象 = 1 : 1

	Level-3 なし	Level-3 なし
1 事象あたりの平均データ量	0.85(MB)	0.41(MB)
1 秒 1 コアあたりの処理データ量	3.16(MB/秒)	3.65(MB/秒)
1 事象 1 コアあたりの処理時間	0.27(秒)	0.11(秒)
1 事象 1 コアあたりのレート	3.73(Hz)	9.03(Hz)

$\Upsilon(4S)$: ビームバックグラウンド事象 = 1 : 1 の場合について Level-3 の導入により 1 秒 1 コアあたりの処理データ量の値がほとんど変化させずに、1 事象あたりの平均データ量を半分以下にすることで 1 事象 1 コアあたりの処理時間を 0.27 秒から 0.11 秒に抑えることができた。これはデータ収集システムからの要求である事象あたりの処理時間 1 秒 1CPU コアあたり 1 秒以下という要求を十分に満たしている。また Level-3 では最大 30kHz を 3000 コア、つまり 1 コアあたり 10Hz の計算能力が必要となるが、Level-3 を導入したことによりほぼその水準に到達しているのも非常に良い結果だと言える。また今回は $\Upsilon(4S)$: ビームバックグラウンド事象 = 1 : 1 を想定したが、Belle II 開始直後はビームバックグラウンドが多いと予想されるので Level-3 の威力がより発揮されると考えられる。

第7章 まとめと今後

本論文ではモンテカルロシミュレーションを使った Level-3 トリガーソフトウェアの最適化と性能評価について論じた。Level-3 トリガーの最適化では主要な崩壊モードのデータに対して、予想されるバックグラウンド環境を想定して再構成および事象選別アルゴリズムを開発した。さらにより厳しいバックグラウンド環境を想定して新物理探索が期待される様々な稀崩壊モードに対して事象選別効率及びバックグラウンド事象の除去効率の評価を行った。加えてデータ収集システム実機の一部を使いシミュレーションデータに対して Level-3 トリガー導入によるデータ収集性能の向上を検証した。本研究の結果として Belle II 実験で予想されるバックグラウンドの4倍の量の下で $\Upsilon(4S)$ の選別効率が要求性能の99%以上を達成したこと、バックグラウンド事象が要求性能の10%以下を達成したことを確認した。また Level-3 でトリガーすることが困難な事象や物理解析に必要な事象についても $\text{continuum} \cdot K^* \gamma$ で99%以上、 $\tau \nu \cdot \tau \text{pair}$ でも90%以上の選別効率を達成した。

データ収集性能については Level-3 トリガーがない場合と比較してデータサイズを約半分にし、CPU コアあたりの処理時間を3分の1近い0.11秒と要求どおり1秒以下に抑えることができた。以上より要求を満たす Level-3 トリガーの選別条件を決定し、データ収集システムの要求を満たす性能が得られることを確認した。

今後は Level-3 トリガーで他検出器情報を使用することにより選別効率の向上を目指すこと、Physics トリガーを組み合わせた選別効率の評価、また今年中に始まる Beast II 実験の結果からより詳細なバックグラウンドのシミュレーションなどを行う予定である。

謝辞

研究活動を支えて下さった皆様に、この場を借りて厚く御礼申し上げます。まず住吉孝行教授、角野秀一准教授にはこのような貴重な経験をする機会を与えていただいたことに感謝致します。また汲田哲郎助教、浜津良輔客員准教授、千葉雅美客員助教、松原綱之さん、今野智之さんには、研究に対するご指摘やご指導いただいたことにお礼申し上げます。特に今野さんにはデータ収集システムを初め細かに指導していただき、大変感謝しております。同期の柿崎君、神田君とは切磋琢磨することでお互い刺激し合い充実した研究生活を送ることができました。

皆様本当にありがとうございました。心より感謝致します。

次に研究でお世話になりました、奈良女子大学の宮林謙吉准教授、KEK の伊藤領介さんも未熟な私に色々教えてくださり大変感謝しております。また Belle II student の皆様とお互いの進捗を報告し合い共に学ぶことで研究をより頑張ろうと思うことが出来ました。

最後に研究生活に関わった全ての方々に感謝の意を述べさせていただき、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] J.Charles [CKM fitter Group] : ”CP violation and the CKM matrix”, assessing the impact of the asymmetric B factories,Eur. Phys. J. C 41, 1 (2005).
- [2] S.Hashmoto,M.Hazumi,and B.Colob ”Physics at SuperB Factory(KEK Report 2009) arXiv:1002.5012[HED-EX]
- [3] 飯島徹 Belle II 実験高エネルギーニュース (2011)
- [4] Nakayama Hiroyuki ”Background overview” <https://kds.kek.jp/indico/event/19519/session/39/cont/19519-contribution/19519-contribution19519-slides1.pdf>
- [5] 林 央樹 大阪大学大学院 理学研究室 修士論文 (2015)
- [6] Chunhua LI HLT and L1 <https://belle2.cc.kek.jp/twiki/bin/view/Physics/HighLevelTrigger>