

2024 年度 修士論文

ILC 電子ドライブ陽電子源の全体最適化に向けた
シミュレーションと機械学習による最適設計

広島大学大学院 先進理工系科学研究科
量子物質科学プログラム

黒口俊平

指導教員 栗木 雅夫

2025 年 3 月

概要

国際リニアコライダー (International Linear Collider; ILC) は、重心系エネルギーが 250 GeV – 1 TeV の次世代の電子・陽電子衝突型線形加速器であり、ヒッグスファクトリーとしてヒッグス粒子の精密測定などから始まり、標準理論を超える物理の探索を目指す素粒子物理学において最も重要な施設となる。現在、すでに建設するための技術はほとんど揃っているが、課題の一つとして電子・陽電子の大量生成技術がある。リニアコライダーでは、シンクロトロン放射によるエネルギー損失による円形加速器の実用的限界を超えて、高いエネルギーまで加速できるのが大きな利点である。一方で、生成した粒子は一度しか衝突しないために、単位時間あたりに必要な粒子数が円形コライダーに比べ桁違いに大きい。初めての大規模なリニアコライダーである ILC では、大量の陽電子生成技術が重要となる。陽電子生成方法の一つである電子ドライブ方式では、高エネルギーの電子を金属標的の中に打ち込み、制動放射と対生成により陽電子を生成する。これまでの ILC 電子ドライブ陽電子源の設計においては、陽電子生成から加速までの一連の加速器シミュレーションにより、加速器の設計および最適化を行っていたが、逐次的な最適化を行っていたために、最適化とその効率が不十分であるという課題があった。私は、これに対し、陽電子源加速器全体のシミュレーションに機械学習を取り入れた。いくつかの手法を試し、ブラックボックス最適化の一種である TPE アルゴリズムにより、初段加速器である Capture Linac 以降のセクションにおいて最適化を行った。今回の手法を用いて、計 10 パラメータを対象として最適化を実行した。その結果、従来の手法で 1.20 であった陽電子捕獲率を 1.48 へと 23% の向上を実現した。これは全体最適化が可能になったことや、人間が想定していなかったパラメータの範囲も探索することによるものである。また、並列化を駆使することで最適化に必要な時間が一桁程度減少した。これを元に加速器のより効率的な別の新たな設計パラメータが示唆された。また、大電流のマルチバンチビーム加速においてビームの不安定化につながる過渡的ビームローディングの補償のための解析的手法とシミュレーション手法による評価も取り組み、安定した加速が可能であることを示した。粒子加速器設計における機械学習技術の適用はまだ少なく、全体最適化を目指す手法の開発はこれからの加速器製造および運転のコストを減らすことに有用である。以上の結果は加速器の特に設計における、高忠実なモデルで、より広いパラメータ空間を探索し局所解を回避することで、より包括的な大域的最適化が機械学習で可能であることを示している。

目次

概要	i
1 序論	1
1.1 本研究の目的と構成	1
2 国際リニアコライダー (ILC)	2
2.1 ILC の物理	3
2.1.1 ヒッグス結合定数の高精度測定	3
2.1.2 ヒッグス自己結合の直接測定	4
2.1.3 新物理探索への展望	4
2.2 ILC の歴史的背景	5
2.3 リニアコライダーと円形コライダーの比較	5
2.4 競合プロジェクトとの比較	6
2.4.1 CERN の FCC 計画	7
2.4.2 中国の CEPC	7
2.4.3 SLAC の先行実績	7
2.5 ILC の設計目的	8
2.6 ILC の全体設計と構成要素	8
2.6.1 電子ビーム生成システム	8
2.6.2 陽電子生成システム	9
2.6.3 ダンピングリング (Damping Ring)	9
2.6.4 主加速器 (Main Linac)	10
2.6.5 ビームデリバリーシステム (BDS) と衝突点	10
2.7 ILC における技術的制約とコスト構造	11
2.8 ILC の国際的連携体制と合意形成	11
2.8.1 国際的連携体制	11
2.8.2 国際的合意形成	11
2.9 エネルギー拡張計画	12
2.10 環境影響評価 (EIA) の取り組み	12
2.11 経済的・地域的影響	12

2.12	長期的展望とロードマップ	13
2.13	技術的可能性と国際共同研究の枠組み	13
2.14	ILC の実現が科学界や社会に与える影響	13
3	ILC 陽電子源	15
3.1	陽電子生成	15
3.1.1	β 線源方式	15
3.1.2	電子ドライブ方式 (従来型)	16
3.1.3	アンジュレーター方式 (Undulator 方式)	16
3.1.4	逆コンプトン方式 (Inverse Compton Scattering 方式)	16
3.1.5	電子ドライブ方式による陽電子生成	17
4	ILC 電子ドライブ陽電子源の設計	19
4.1	物理シミュレーション手法	20
4.1.1	Geant4 による粒子生成シミュレーション	20
4.1.2	GPT を用いたビーム軌道追跡	21
4.1.3	SAD によるビーム力学解析	21
4.2	サブシステム	21
4.2.1	電子ドライバーライナック (Electron Driver Linac)	21
4.2.2	ターゲット	21
4.2.3	キャプチャーライナック (Capture Linac)	22
4.2.4	シケイン (Chicane) とブースターライナック (Booster Linac)	23
4.2.5	エネルギー圧縮セクション (ECS)	23
4.3	陽電子捕獲率 (Positron Yield)	24
4.4	プロトタイプ開発	24
4.5	他の陽電子源技術との比較	25
5	機械学習による最適化	26
5.1	最適化手法	26
5.1.1	ブラックボックス最適化 (BBO)	26
5.1.2	Tree-structured Parzen Estimator (TPE) アルゴリズム	27
5.2	最適化フレームワークの構築	27
5.2.1	評価関数とシミュレーションモデル	27
5.2.2	アルゴリズムの実装と並列化	28
5.2.3	他のアルゴリズムとの比較	28

5.3 最適化アルゴリズムの実装と並列計算	29
5.4 他の最適化アルゴリズムとの比較と適用範囲	29
6 最適化結果と議論	30
6.1 最適化プロセスの履歴とパラメータ空間の収束	30
6.2 パラメータ依存性の分析	31
6.3 結果の議論と今後の展望	32
7 結論	33
謝辞	34
参考文献	35

第 1 章

序論

素粒子物理学の最前線では、未知の物理現象を探索し、標準模型を超える新たな理論的枠組みの手がかりを得ることが大きな目標となっている。素粒子物理学では、これまで陽子や電子などの高エネルギー粒子同士を衝突させ、その反応を観測することで、標準理論をはじめとする理論的枠組みの検証や未知の現象の探索が行われてきた。伝統的には固定標的実験から発展し、1960年代以降はシンクロトロン型加速器を利用した衝突型加速器が主流となった。大型ハドロンコライダー (LHC) をはじめとする円形加速器実験では、ヒッグス粒子の発見に代表されるように、強大な衝突エネルギーを用いた数多くの成果が得られてきた。ヒッグス粒子は質量生成機構の核心に位置する非常に特異な粒子であり、その結合定数や崩壊様式を精密に測定し、標準理論と照合することは素粒子物理学の今後を左右する重要課題とされている。LHCなどのハドロン衝突では、陽子を構成するパートン (クォークやグルーオン) の統計的分布に起因する複雑な背景事象が付随するため、純粋なヒッグスの生成過程や崩壊様式をより直接的に測定するには、電子・陽電子衝突型の線形加速器が理想的である。そうした観点から、円形ではなく線形の加速器として ILC が提案され、国際的な共同研究体制のもとで設計が進められてきた [1], [2], [3]。

1.1 本研究の目的と構成

本論文では、まず 1 章 および 2 章 でリニアコライダー研究の背景と国際リニアコライダー (ILC) の概要について整理する。第 3 章は ILC 陽電子源の概要を示し、第 4 章では ILC 陽電子源における最適設計の研究を詳述する。最後に本研究で提案する手法が陽電子源設計に与える効果を評価し、今後の展望を論じる。

第2章

国際リニアコライダー (ILC)

国際リニアコライダー (International Linear Collider; ILC) は、電子と陽電子を直線状に衝突させる世界初の本格的なリニアコライダーとして計画されている [1]。この加速器の第一の目的は、質量の起源を司るとされるヒッグス粒子の精密測定にある。ヒッグス粒子は、電弱対称性の自発的破れをもたらすヒッグス場の量子的励起であり、その場が非ゼロの真空期待値を持つことで、ゲージ粒子 (W、Z ボソン) に質量が与えられる。またユカワ相互作用によりフェルミオンにも質量を与える。このヒッグス粒子の存在は2012年、CERNの大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) における ATLAS および CMS 実験によって発見された。標準模型の中核的な要素である一方、ヒッグス機構にはプランクスケールと 125 GeV の大きなエネルギー差を説明する階層性問題があり、解決策は未だ見つかっていない。また、ヒッグス粒子とダークマターとの関連についても多くの仮説が提唱されているが、いまだ具体的な証拠は不足している。ヒッグス粒子は標準模型における質量生成機構の核心に位置し、そのスピンのゼロである点を含め、他の粒子とは大きく異なる特異な存在である。そのため、ヒッグス粒子の役割や崩壊過程の詳細を精密に測定することは、標準模型のさらなる検証に不可欠であり、同時に標準模型を超える新たな物理の可能性を探る上でも重要な課題となっている。

国際リニアコライダー (ILC) は、この電子・陽電子衝突を利用してヒッグス粒子を大量に生成し、その性質を詳細に調べることを第一段階の主目的とする「ヒッグスファクトリー」として構想されている [1], [3]。ILC では、より明確に定義された初期状態 (素粒子である電子と陽電子) を用いることにより、ヒッグス粒子の生成断面積や崩壊モード、さらには複合的な結合定数の測定精度を飛躍的に高めることが期待される。さらに、電弱セクターを越える新物理の探索や、トップクォークの精密測定をも視野に入れ、素粒子標準模型を超えた拡張理論への手がかりを得る狙いを有する。

ILC が実現すれば、質量の生成機構に関わる結合定数 (ヒッグス-フェルミオン結合やヒッグス-ゲージボソン結合など) の高精度測定が可能となり、例えばヒッグス粒子の生成断面積を重心系エネルギー $\sqrt{s} = 250$ GeV 付近で最大化することで、実験的に最適な統計精度を確保できると期待される。これにより、LHC 単独では測定精度に限界があるヒッグス関連パラメータが飛躍的に向上し、新たな物理のシグナルを捉えられる可能性が大きく広がる [4]。こうしたヒッグス精密測定に基づいて、素粒子理論と宇宙論を結び付けるシナリオの構築が促進されるだけでなく、将来的には 1 TeV 近傍へのエネルギー拡張を視野に入れることで、トップクォークの湯川結合定数や三重ヒッグス結合定数など、新物理への感度を高めることができる [2], [5]。

本章では、国際リニアコライダー（International Linear Collider; ILC）の概要と科学的意義、そしてその技術的・国際的背景について述べる。ILCは、シンクロトロン型加速器を用いた従来のコライダーでは実質的に到達が困難なエネルギースケールを実現し、ヒッグス粒子をはじめとする素粒子の精密測定を可能にする重要な装置である。さらに、ILC計画が国際共同研究としてどのように進められ、科学界や社会にどのような影響を及ぼすかについても概説する。

2.1 ILC の物理

2012年にCERNのLHCにおいて発見されたヒッグス粒子 [6], [7] は、素粒子物理学における標準模型 (SM) の基本要素を確認する一方で、新たな物理の存在を示唆する可能性も内包している。ヒッグス粒子は質量生成機構における役割にとどまらず、自発的対称性の破れ (SSB: Spontaneous Symmetry Breaking) や宇宙の真空構造といった根本的な理論課題と密接に結びついている。そのため、国際リニアコライダー (ILC) における精密測定は、未知の物理領域への扉を開く鍵として期待されている。

2.1.1 ヒッグス結合定数の高精度測定

ヒッグス粒子とフェルミオン、ゲージボゾンとの結合定数の測定は標準模型の精密検証と新物理の探索に不可欠である。ILCでは電子・陽電子衝突を利用し、ヒッグス生成断面積 $\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)$ や崩壊分岐比 $BR(H \rightarrow f\bar{f})$ を1%以下の精度で測定することが目標である [1]。図2.1は、電子・陽電子衝突における重心系エネルギーの関数としての3つの主要なヒッグス粒子生成断面積を示し、Higgs-strahlung過程 ($e^+e^- \rightarrow ZH$) が250 GeV付近でピークとなることわかる。

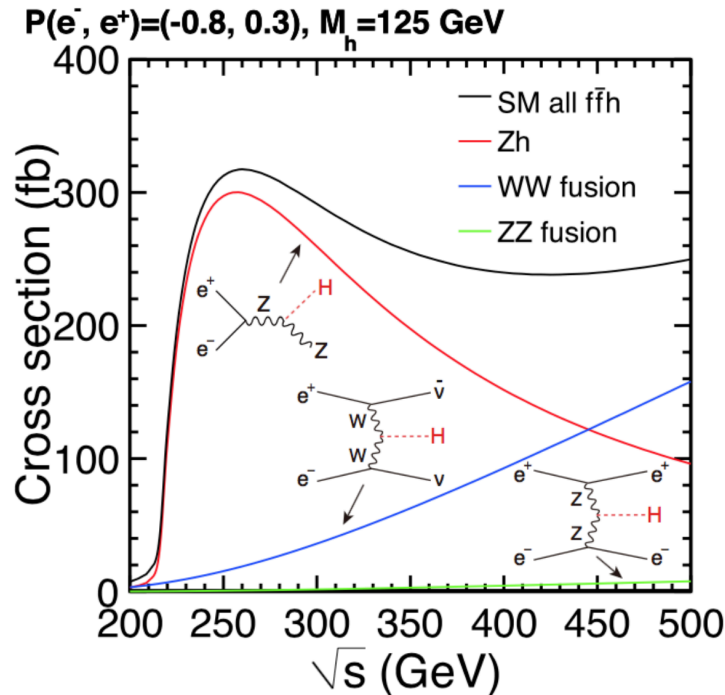


図 2.1 電子・陽電子衝突における重心系エネルギーの関数としての3つの主要なヒッグス粒子の生成断面積。Zボゾンとヒッグス粒子が生成される Higgs-strahlung 過程 (赤線) が250 GeV 付近でピークとなる。

標準模型において、ヒッグス粒子の結合定数 g_{Hff} はフェルミオン質量 m_f に比例し、 $g_{Hff} \propto \frac{m_f}{v}$ (v はヒッグス場の真空期待値 ≈ 246 GeV) で与えられる。この精密測定によって、標準模型における予測とわずかな偏差が検出されれば、例えば追加のスカラー場や新しいフェルミオンの存在など、標準模型の外延的な修正が必要となる可能性が示唆される。また、LHC と ILC の測定能力を比較した図 2.2 によれば、ILC はヒッグス結合定数のモデル非依存な測定において LHC を上回る高精度を達成することが期待される。

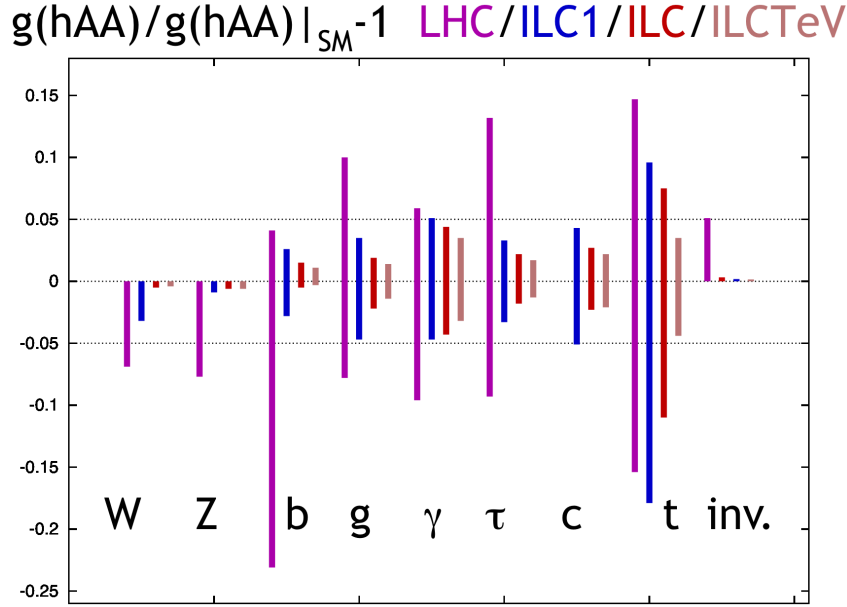


図 2.2 ヒッグス結合のモデル非依存測定における LHC と ILC の比較 [8]。

2.1.2 ヒッグス自己結合の直接測定

ヒッグス自己結合（やトリプルヒッグス結合）を測定することは、電弱対称性の破れ機構をより深く理解する上で重要である。LHC でもヒッグス自己結合を探索する二重ヒッグス生成プロセスの研究が進められているが、事象断面積が小さいため不確実性が大きく残る。ILC では重心系エネルギーの拡張段階 (500 GeV あるいは 1 TeV) で二重ヒッグス生成断面積の測定精度を高め、ヒッグスポテンシャルの形状に直接迫る研究が期待されている。

ヒッグス粒子の自己結合 g_{HHH} は、ヒッグスポテンシャルの形状を決定する重要な要素であり、次のようにポテンシャルが与えられる：

$$V(H) = \frac{1}{2}m_H^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4. \quad (2.1)$$

ここで、 λ はヒッグス自己結合に対応する定数である。ILC においては、重心系エネルギー $\sqrt{s} = 500$ GeV 以上の範囲で二重ヒッグス生成過程 $e^+e^- \rightarrow ZHH$ や $e^+e^- \rightarrow \nu\nu HH$ の断面積を高精度で測定することで、 g_{HHH} を直接測定することが可能となる。この測定によって、真空の安定性や電弱対称性の破れに関する理解がさらに深まることが期待される。

2.1.3 新物理探索への展望

ILCにおけるヒッグス粒子の崩壊モードには、標準模型を超えるエキゾチックな崩壊モード（例えば、暗黒物質候補粒子への崩壊や長寿命粒子を介する崩壊）が含まれる可能性がある。特にインビジブル崩壊 $H \rightarrow \text{invisible}$ に対する探索では、標準模型におけるニュートリノ生成を超える現象が観測されれば、暗黒物質に直接結びつく重要な手がかりとなる。ILCのような初期状態が電子・陽電子である環境下では、ハドロン衝突と異なり背景事象が制御しやすいため、これらの希少事象に対する高い感度が得られる [8]。

2.2 ILC の歴史的背景

ILC の構想は 1980 年代にさかのぼる。1980 年代には日本初の電子・陽電子コライダー TRISTAN (円形コライダー) が本格的に検討され、円形コライダーにおけるシンクロトロン放射によるエネルギー損失の深刻さが認識されるに至った。TRISTAN は 1986 年に稼働を開始するが、電子・陽電子衝突型リニアコライダーの利点、すなわちシンクロトロン放射損失の軽減や、重心系エネルギーの自由なスケラビリティが認識されるに至り、各国でリニアコライダーの技術的検討が進められた。特にドイツの DESY で進められた TESLA (TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator) プロジェクトにより、超伝導 RF 技術が急速に進歩し、超伝導リニアコライダー実現への大きな弾みとなった。

2004 年にはアメリカ、ヨーロッパ、日本を中心としたアジアの各研究グループが国際共同研究組織「Global Design Effort (GDE)」を結成し、ILC の詳細設計を加速させた。2013 年には ILC 技術設計報告書 (TDR: Technical Design Report) が公開され、実現に向けて大きく進展した [1]。また日本における建設候補地の検討から、北上山地が建設候補地として示され、以降、文部科学省を中心に建設の是非を含む各種検討が進められている。近年では、ヒッグス粒子発見後の物理的意義がさらに明確化され、ILC を含むヒッグスファクトリーの早期実現を求める国際的な議論が活発化している。

ILC の実現には、建設費や運用費を複数の国や地域で分担する国際的な合意形成が必要不可欠である。日本政府は基礎科学への投資の観点や地域振興の意義を踏まえつつも、莫大な予算規模に対する慎重な検討を続けている。一方、米国や欧州の研究コミュニティも、ILC の早期実現によりヒッグス物理学や新物理探索における国際的リーダーシップを維持するメリットがあると期待を寄せている。実際、ILC が国際共同研究の枠組みとして成立すれば、複数の国が技術開発や部品製造、運用に参加することで、人材育成や工学的イノベーションがもたらされる可能性は高い。さらに、次の 10 年から 20 年にわたる素粒子物理学のロードマップにおいて、ILC はヒッグス精密測定とそれに続く新しい物理の探索における主導的存在になることが見込まれており、欧米やアジアの大型加速器計画との協調や競合の中で大きな役割を果たすだろう。現在、ILC の技術開発を国際的に進める枠組み「ILC テクノロジーネットワーク (ITN)」が活動を開始している [9]。

2.3 リニアコライダーと円形コライダーの比較

20世紀を通じて高エネルギー実験の主力であった円形型加速器(LEPやLHCなど)は、ビームは磁場によって周回軌道に保持され、同じ加速構造を複数回通過することでエネルギーが段階的に増加する。この設計により、LHCは陽子を用いたハドロンコライダーとして史上最高エネルギーを達成し、膨大な統計量の衝突データを蓄積している。しかし、円形加速器ではビームが曲げ磁場によって常時曲率運動を強いられるため、特に軽い粒子(電子や陽電子など)の場合、シンクロトロン放射によるエネルギー損失が大きな制限となる。シンクロトロン放射の一周あたりのエネルギー損失は

$$E_{\text{loss}} \propto \frac{e^2 \gamma^4}{\epsilon_0 \rho} \quad (2.2)$$

のようにローレンツ因子 γ の4乗に比例し、曲率半径 ρ に反比例する。円形軌道を大きくしても、電子や陽電子を数百 GeV 領域まで加速する場合には放射損失が飛躍的に増大するため、実現可能な加速エネルギーには事実上の限界がある。CERNのLEP(Large Electron-Positron Collider)がその典型例である。LEPでは一周あたり数 GeV 規模のエネルギー損失が生じ、重心系エネルギー 209 GeV が上限として、その運転を終えた [10]。

一方、リニアコライダーは、粒子を直線的に加速して衝突点に到達させる方式を採用するため、シンクロトロン放射によるエネルギー損失をほぼ無視できるという決定的な利点がある。この設計によって、より高いエネルギーでの精密な測定が可能となる。一方で、リニアコライダーでは加速は一度きりであるため、高い加速勾配の線形加速器の技術が必須となる。また、衝突毎に新しいビームを生成する必要があるため、円形コライダーに比べて圧倒的に多量の粒子源と高輝度ビーム生成技術が要求される。質量が電子の1800倍である陽子は同じエネルギーでもローレンツ因子 γ は小さくなるため、シンクロトロンで数百 TeV 領域までは加速が可能であるが、陽子は素粒子ではなく内部構造を持つ粒子である点が欠点となる。陽子同士のコライダーでは、実際に衝突するのは内部に含まれるクォークやグルーオンであり、実際に衝突の重心系に寄与するのは陽子の持つエネルギーの数分の1になる。また、クォークやグルーオンの運動量は統計的に広がっているため、衝突毎にその重心系エネルギーは異なる。また、衝突に寄与しなかったクォークやグルーオンは多くの粒子を生成し、これが測定のバックグラウンドを与える。ヒッグス粒子の精密測定や新物理の探索においては、線形衝突型加速器ならではの“クリーンな実験環境”の利点が大きく、円形加速器と比較してコライダー設計上の優位性が明確に示される。

ILCでは、超伝導空洞によって高効率なRF電力の転換とビームの加速が実現される。これにより、ビームの強度や安定性が向上し、ヒッグス粒子の精密測定に必要な重心系エネルギー 250 GeV 以上のエネルギー領域への到達が可能となる。また、リニアコライダーは段階的な加速器長の延伸や加速勾配の増大によってエネルギースケールの拡張が可能であり、円形コライダーに比べて、各段に将来の拡張性が高い。この特性は、円形コライダーに比べて、リニアコライダーの将来にむけた発展性が極めて高いことを示す [3]。

2.4 競合プロジェクトとの比較

TODO 1: リビングストッププロット

ILC は国際共同プロジェクトとして進められているが、レプトンコライダー実現に向けた他国の動きも活発である。欧州合同原子核研究機関 (CERN) では、ヒッグス粒子やトップクォーク精密測定を目指す次世代円形加速器として、トンネル周長が約 90 km の Future Circular Collider (FCC) 構想を検討している [11]。FCC-ee と呼ばれる電子・陽電子衝突型モードでは、88–365 GeV の多様な重心系エネルギー領域で Z・W ボソン、ヒッグス粒子、トップクォーク対生成の詳細を調べる案が議論されている。また中国においても FCC を上回る周長 100 km の CEPC (Circular Electron Positron Collider) の構想があり、同様に巨大トンネルを建設してヒッグス工場とするプランが提案されている [12]。一方で、直線型である ILC はシンクロトロン放射損失の少なさや、将来的な段階的拡張の柔軟性などの利点を持つ。円形加速器では、エネルギー拡張のためには、新たなトンネルを掘削する必要があるうえ、シンクロトロン放射損失の大幅な増大が避けられない。FCC あるいは CEPC の将来への拡張性が大きく制限される一方、重心系エネルギー 250 GeV におけるルミノシティは ILC を上回る。FCC/CEPC と ILC は互いに補完的な関係にあり、FCC/CEPC は高ルミノシティのヒッグスファクトリーで、エネルギー拡張は事実上不可能、ILC はヒッグスファクトリーとしてのルミノシティは中庸であるが、将来の高い拡張性を持つ。国際コミュニティではそれぞれの科学的有効性と資金・技術基盤を考慮したうえで、次世代コライダー計画が検討されている [13]。

2.4.1 CERN の FCC 計画

欧州原子核研究機構 (CERN) では、LHC の次世代プロジェクトとして巨大円形加速器 FCC (Future Circular Collider) の構想が進められている [11]。FCC は周長 100 km 級のトンネルを想定し、陽子同士を数十テラ電子ボルト (TeV) 級の衝突エネルギーで衝突させるハドロンコライダー計画 (FCC-hh) が中心的な位置づけである。しかし、同一トンネルを用いた電子・陽電子衝突型コライダー計画 (FCC-ee) も検討されており、高いルミノシティが期待されるものの、円形であるがゆえのシンクロトロン放射損失の克服には巨大な規模と電力が必要となる。

2.4.2 中国の CEPC

中国でも CEPC (Circular Electron Positron Collider) が提案されている [12]。ヒッグスファクトリーとして重心系 240 GeV の電子・陽電子衝突を計画しており、将来的には同じトンネルを利用して 100 TeV 級の陽子・陽子コライダー (SppC) へアップグレードする構想がある。CEPC もやはり大型円形加速器であるため、ILC と比較すると電子・陽電子衝突型加速器としての拡張性は事実上無い。

2.4.3 SLAC の先行実績

アメリカの SLAC 国立加速器研究所は SLC (SLAC Linear Collider) を運用した実績を持つ。SLC は常伝導 S-band 線形加速器をベースとした、世界初の電子・陽電子リニアコライダーであり、Z ボソンの精密測定に貢献してきたが、当時の技術的制約により高いルミノシティを得るには至らなかったが、円形コライダーでは不可能な高スピン偏極した電子ビームを利用し、一部の物理パラメーターではライバルである LEP

に匹敵する成果を挙げた。ILC は SLC の経験を踏まえ、超伝導 RF 加速技術や高精度ビーム制御を大幅に発展させた次世代型リニアコライダーとして位置づけられる。特に高いルミノシティを得るうえで重要となる衝突点における超微小ビーム生成におけるビーム力学、特にクロマティシティ補正においては、SLC の知見は ILC の設計に大いに活かされている。

2.5 ILC の設計目的

ILC の主要な設計目的は、ヒッグス粒子をはじめとしたレプトン衝突における新物理探索および精密測定のために、以下の点を高いレベルで実現することである [1]。

- 高い重心系エネルギーの実現: 初期段階では 250 GeV (ヒッグスファクトリー) をターゲットとし、将来的には 500 GeV あるいは 1 TeV まで拡張可能な設計を採用している。
- 高ルミノシティの達成: レプトン衝突でのイベント生成断面積はハドロン衝突に比べて小さいため、高い衝突頻度 (ルミノシティ) を実現しなければ精密測定で統計量を稼ぐことができない。ILC では、ビームパルスの繰り返し周波数やバンチ内部の粒子数、さらにビームサイズを極限まで制御する設計が採用されている。
- ビーム偏極の利用: 電子ビームや陽電子ビームを偏極させることで、弱い相互作用をはじめとした多様なプロセスを詳細に測定することが可能になる。これは将来の新物理探索にも重要なツールとなる。

2.6 ILC の全体設計と構成要素

図 2.3 に示すように、ILC は大きく分けると、電子ビーム生成システム (Electron Source)、主加速器 (Main Linac)、陽電子生成システム (Positron Source)、ダンピングリング (Damping Ring)、ビームデリバリーシステム (Beam Delivery System; BDS)、そして衝突点 (Interaction Region; IR) の各セクションから構成される。以下では、これら各部について順を追って概説する。

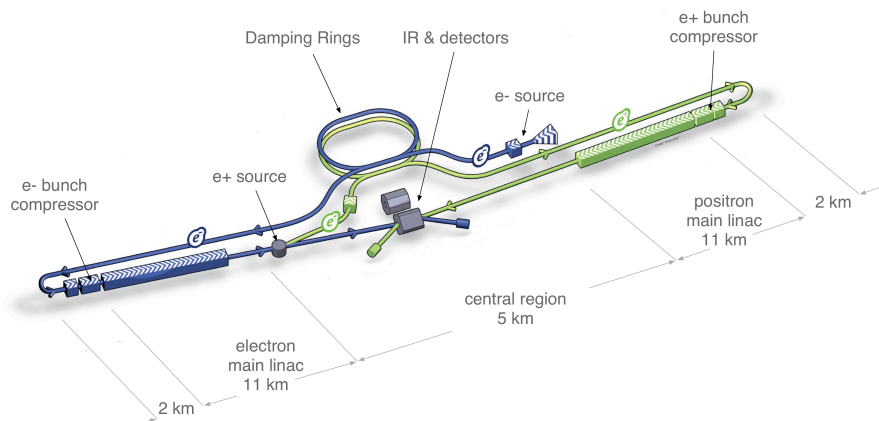


図 2.3 重心系エネルギー 250–500 GeV ILC の模式図 [1]。

2.6.1 電子ビーム生成システム

ILCにおけるビームパラメーターは、バンチ当たり電荷が衝突点において 3.2nC、マージンを含み入射器の段階で 4.8 nC、さらに 80%以上のスピン偏極が要求されている。1パルスあたりこのバンチをおよそ 1300 個を含み、加速は 5Hz で繰り返される。高いスピン偏極電子ビームを生成できる唯一の技術的な解は NEA-GaAs 光陰極であり、ILC でもこの技術が利用される。この光陰極は励起光として IR 領域の 800nm 前後の光が必要であり、Ti:Sapphire レーザーが用いられる。また、この光陰極は真空ガスの逆流などのダメージに弱いため RF 電子銃では使用できないため、DC 型の電子銃構造が採用される。電子ビームは電子銃で生成された後、ブースターで 5 GeV まで加速され、DR への蓄積により放射減衰によりエミッタンスを低下させる。一方、DR への蓄積によりバンチ長は伸長してしまうため、主加速器の加速前に BCS (Bunch Compression System) によりバンチ長を 300 μm へと再圧縮する。円形加速器と違ってビームは常に新規供給されるため、ビーム強度を維持するにはカソードの量子効率の低下を招かないような電子銃における $\sim 10^{-9}$ Pa レベルの極高真空が要求される。

2.6.2 陽電子生成システム

陽電子ビームの生成は電子に比べて難易度が高い。高エネルギーの電子ビームを金属標的に照射し、対生成により陽電子を生成する方式が一般的である。ILC のようなリニアコライダーでは衝突ごとに新たな陽電子ビームを補充するため、必要とされる陽電子数が非常に多く、大出力の標的照射系とその後段のビーム捕集・加速が要となる [14]。

ILC では主加速器で用いる大量の陽電子を供給するために、ビームの時間構造や照射ターゲットの熱設計など、極めて高度な技術開発が必要とされる。特に、陽電子発生時には強い衝撃波、熱的なダメージ、放射線損傷がターゲット材質に及ぶため、ターゲットの冷却効率や材料強度に関する解析が重要となる。

また、生成後の陽電子は電子と同様に 5 GeV まで加速され、ダンピングリングによって低エミッタンス化され、主加速器へと送られる。

2.6.3 ダンピングリング (Damping Ring)

電子および陽電子ビームは、生成直後のエミッタンス (ビームの広がり) が大きいいため、ルミノシティを大きくするためにはエミッタンスを低減させる必要がある。そこで円形軌道にビームを数十万回周回させ、シンクロトン放射を利用して位相空間密度を圧縮する。この円形軌道をダンピングリング (DR) と呼ぶ。この過程で放射減衰によりエミッタンスが低減され、高品質ビームとなる。

ダンピングリングでは残留ガスや光電子雲による散乱の抑制、リング内でのビーム不安定性のフィードバック制御である。またエミッタンスを最小化するためには、リング軌道における Dispersion (エネルギーによる軌道のズレ) を最小化する必要がある。

近年の研究においては、位相空間変換技術を用いたビームライン設計の改良により、従来のダンピングリングを用いない方式でも同等もしくはそれ以上のエミッタンス低減を実現できる可能性が示されている。この手法は、ビーム輝度の大幅な向上と、最終的なルミノシティの増強をもたらす可能性がある [15]。しかしながら、こうし

た新たな技術を実用段階に移行するためには技術実証が必要であり、これらの実現には包括的な研究開発プログラムが必要とされる。現在、Argonne Wakefield Accelerator (AWA) [16] および KEK の Superconducting Test Facility (STF) において実証実験が進行中である。

2.6.4 主加速器 (Main Linac)

ILC の主加速器は、超伝導 RF 空洞 (L-band, 1.3 GHz 帯) を多数直列に配置し、35 MV/m という高い RF 加速電場によりビームエネルギーを増大させる。超伝導材料としては純 Niobium (ニオブ) が利用される。超伝導技術を採用する最大の理由は、高い加速勾配を維持しつつも表面抵抗の極端な低減により必要な電力を抑え、長大な線形加速器運転を省電力で行うためである。超伝導状態を維持するためには 2 K への冷却が必要なため、大規模なクライオジェニックシステムが導入され、冷却水やヘリウム配管の設計にも大きなコストと技術的工夫が伴う。

RF 空洞の内部では、表面粗さや微小な欠陥により生じる暗電流により Q 値 (共振器の品質係数) が低下して RF 損失が増大し、ひどい場合は放電によるクエンチにより運転が不能となる。よって、化学研磨や電解研磨 (EP, Electro-Polishing)、高圧超純水洗浄など、多様な表面処理工程が施され空洞内部を鏡面仕上げする。高周波電源のフィードバック制御により、ビーム負荷 (beam loading) の制御が不可欠であり、それにより均一な加速が実現する。ILC に必要な数千本もの空洞の量産に向けて、生産プロセスの標準化とコスト削減が課題となっている [3]。

2.6.5 ビームデリバリーシステム (BDS) と衝突点

主加速器で加速された電子・陽電子ビームは、ビームデリバリーシステム (Beam Delivery System; BDS) を経由して衝突点へ集束される。ILC ではビームサイズを縦方向数 nm、横方向数百 nm へまで極限的に絞り込むことにより、高いルミノシティを得る設計である。ルミノシティ \mathcal{L} はビームパルス繰り返し周波数 f 、パルス内バンチ数 n 、バンチ内粒子数 N 、および衝突点ビームサイズ σ_x, σ_y などを用いて、

$$\mathcal{L} \approx \frac{fnN^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.3)$$

と近似的に表される。ビームを極限まで細くすることで、過大なビーム電流を使わずに所望のルミノシティを達成できるが、そのためには衝突点におけるエネルギー広がり (Energy Spread) に起因するボケ、すなわち色収差の補正が不可欠である。そのため、BDS では衝突点における色収差補正のため Dispersion を最小化する光学系が組み込まれている。また、衝突エネルギーの精度を悪化させる衝突点輻射 (beamstrahlung) を抑制するために、非対称形状の衝突を行っている。

また、衝突点を含む相互作用領域 (Interaction Region; IR) では、検出器の大型化に合わせて空間的制約が大きい一方で、照射損傷やバックグラウンド放射の緩和技術が重要となる。ヒッグス粒子の精密測定を目的とする場合、例えば衝突点輻射によるエネルギースペクトルの歪みや、バックグラウンド事象によるイベント認識の混乱を最小限に抑える必要がある。

2.7 ILC における技術的制約とコスト構造

超伝導加速空洞の大規模配列と、それに対応する冷却システムや真空システムは、ILC の建設コストおよび運用コストに対して大きな比重を占める。空洞 1 本あたりの加速勾配を 31.5 MV/m 以上に保つためには、高純度ニオブ材を用いた高精度な表面処理が要求され、最終的な性能分布にばらつきが生じないような品質管理が必要である。これに加え、強力な RF 電源やクライオモジュールの長距離配置、さらに発生する放射線遮蔽構造に関する建設費用も決して小さくない。

これらのコスト要素を削減するために、近年では超伝導空洞の高加速勾配化 (35 MV/m 以上) や、高周波源の効率化、加速空洞の Q 値の増大など、多面的な開発が進められている。超伝導材料の表面処理技術においては、窒素ドーピングや窒素イオンフェージョン、プラズマ処理などの新手法が提案されており、実験的にも性能向上が確認されつつある。また、冷凍機の効率向上や、クライオモジュールの集約化を通じた電力削減が計画されるなど、運用時のコスト最適化にも注力している。

メインリニアックの RF 電源としては、マルチビームクライストロンが用いられる。高出力かつ大パルス電力を発生させるためには、クライストロン内部の電子ビーム形成や位相制御が精密に行われなければならない。バンチ列が連続通過する加速空洞の電場を一定に保つためフィードバック制御をおこなう。

2.8 ILC の国際的連携体制と合意形成

2.8.1 国際的連携体制

ILC プロジェクトは、国際共同研究体制の下で進められている大規模科学プロジェクトである。欧州からは DESY や CERN を中心に関係機関が技術協力を行い、アメリカ合衆国では Fermilab や SLAC などの主要研究所が R&D に参加している。さらにアジア各国の研究者も加わり、超伝導加速技術やビーム物理、検出器技術における国際分業が進められている。このような幅広い連携体制は、単に技術面の分担だけでなく、コスト分担や人材育成、研究室間の学生交流など、学術コミュニティ全体への恩恵をもたらす。

2.8.2 国際的合意形成

世界的に見ても、基礎研究へ投じられる予算やリソースは有限であり、ILC のような超大型プロジェクトの実現は基礎研究という文脈だけでは不可能である。ILC の意義は、ヒッグス粒子をはじめとする精密測定が新たな物理の道標をもたらす可能性に加え、超伝導加速や関連する技術開発、大型プロジェクトのマネジメント、国際人材育成、直接的間接的な経済波及効果、関連産業の派生、社会開発など、幅広い波及効果が見込まれる点にある。過去の事例としても、CERN における LEP や LHC の建設を通じて蓄積された技術、インターネット (WWW) の発祥、研究開発エコシステムの形成のように、加速器研究所が生み出す技術革新は、技術を通じた長期的な社会的発展を支えてきた。

ILCのように数千人規模の研究者・技術者が集結するプロジェクトは、プロジェクトの直接的な推進に加え、建設地のインフラ整備やホテル需要の増加など、間接的にも地域経済に多方面の恩恵をもたらす。また、大規模なクライオシステムや真空システムの製造工程では、高度な溶接技術や特殊素材加工などが必要となり、地元企業への技術移転や新ビジネスの誕生が期待される。

ILCは国際共同研究体制で進められており、日本、欧州、米国、アジア諸国の多数の研究機関が技術開発や設計検証に参加している。日本では東北地方の北上山地が建設候補地として検討されており、実際の建設に向けた環境影響評価（EIA）や地質調査、地域社会との合意形成などが進められている。欧州では将来構想としてFCC（Future Circular Collider）[11]が、検討されており、米国、中国を含め、次世代加速器のあり方については世界的な議論が活発化している。そうした中で、ILCがヒッグスファクトリーとして比較的早期に実現可能なリニアコライダーである点は国際的な合意事項となっており、日本政府の誘致表明と、国際協力のもとで設計とコスト分担がさらに具体化することが期待されている。

素粒子物理学界全体としては、ヒッグス機構の精密検証や新物理探索のために大規模投資が必要な点について大筋で意見が一致している。ILCが実現すれば、新たな精密測定の可能性が開かれるのみならず、グローバルな規模で学術研究インフラの共有を促進し、国際協力の象徴的存在となることが期待されている。

2.9 エネルギー拡張計画

ILCの初期運用は $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ を想定しているが、将来的には1 TeV程度までの拡張が構想されている。500 GeVからエネルギーを倍増させる際には、リニア加速器の長さを延長して超伝導加速空洞の段数を増設することが基本方針となり、その際に冷却系や電源設備も対応するスケールアップが必要になる。エネルギースケールアップとともに、ルミノシティの増大のために、パルスあたりのバンチ数の倍増が検討されている。その場合には、陽電子生成システムにもより大きな負荷がかかり、陽電子ターゲットの放射損傷や熱負担が増大するため、ターゲット材質の選択や、ビームパルス構造の再検討が再び重要課題となる。

2.10 環境影響評価（EIA）の取り組み

ILCの建設候補地である日本の北上山地は、地盤が安定し比較的地震リスクが低いとされるが、自然環境や地域社会への影響評価が進められている。例えば長大な地下トンネルを掘削する際の地下水流出や、山岳部へのアクセス道路建設に伴う林地の分断などが懸念され、環境影響評価（Environmental Impact Assessment; EIA）による生態系への影響評価が計画されている。また、建設中・運用中に発生する騒音や排気ガス、さらには施設解体時に環境に残留放射能を残さない仕様など、長期的な視野での対策が求められる。

2.11 経済的・地域的影響

ILC の建設が地域経済や雇用に与える影響は大きい。建設期間中には大規模な土木工事や施設整備が行われ、運用が始まれば多くの専門職や技術職が継続的に稼働することになる。そうした研究インフラの集積は、周辺地域の大学や研究機関との連携を促し、高度人材の教育と定着をも活性化させる。すでにリニアコライダーで開発された加速器技術を応用し世界各地に X 線自由電子レーザーが建設され、次世代デバイスの開発、創薬を含むタンパク質構造解析、など幅広い技術開発に必須のアイテムとなっている。また将来的には、医療用加速器や放射線治療装置への応用、あるいは半導体製造プロセスにおいても、ILC で培われたノウハウが大きく貢献する。また、国際研究者コミュニティが長期滞在することによる文化的交流や多言語環境の醸成も期待される。一方で、大型加速器の建設・運用による電力需要や予算負担、地域社会との摩擦といった課題に対しては、地元自治体と、国際機関として設立される ILC 研究所が緊密に協力して解決する必要がある。

2.12 長期的展望とロードマップ

ILC が本格的に稼働を開始してから、10 年から 20 年にわたりヒッグスフォークやトップフォークを中心とした基礎研究が行われることが想定されている。その後、運用エネルギーを順次引き上げるアップグレード計画を実施し、より高エネルギー領域での探索や、ヒッグス自己結合定数の精密測定、さらには新粒子探索などへと展開するロードマップが示されている。ILC の建設と運用が実現すれば、ヒッグス粒子を起点とする新たな素粒子物理の展開が大きく進むと考えられる。標準模型の精密検証や新物理シグナルの探索だけでなく、大型国際プロジェクトを運営する上での研究マネジメントや技術移転、人材育成のノウハウが蓄積され、次世代の加速器科学や工学にも生かされるであろう。研究成果や技術が医療、産業、環境、計算科学など幅広い分野へ波及していくことで、基礎科学投資の成果が社会に還元される好循環が期待される。

2.13 技術的可能性と国際共同研究の枠組み

ILC の構想では、最新の超伝導加速技術が大規模に実装するため、国際的に蓄積された知見が総動員される。特に欧州の XFEL や米国の LCLS-II など採用された ILC の超伝導 RF 加速システムの経験が、ILC 本体の設計の信頼性を大幅に高めるといふ正の技術スパイラルが期待される。ILC 加速器開発では、国際リニアコライダー共同設計チーム (GDE: Global Design Effort) とそれを引き継いだ IDT(International Development Team)が活動し、データやシミュレーションコードの共有、実験検証の国際ネットワーク化を進めている。また、そうした枠組みは科学技術のみならず、社会的・政治的合意形成の面でも必須である。巨大な初期投資が必要なプロジェクトだけに、国際分担金や地域貢献策などの合意メカニズムを明確化し、長期安定的に推進する仕組みづくりが大きな鍵を握る。

2.14 ILC の実現が科学界や社会に与える影響

ILC は、素粒子物理学の最前線を切り開くと同時に、新たな加速技術の発展や広範な技術波及をもたらすと考えられる。例えば超伝導加速空洞や超低温冷却技術の進歩は、医療用加速器や放射線治療装置への応用可能性を高める。半導体産業や材料科学にも、極端紫外線 (EUV) など高輝度光源技術の開発や、精密真空技術のイノベーションを通じて波及効果が期待される。また、多くの若手研究者が国際的に集結することで、新しい研究スタイルや国境を越えた学際的な教育プログラムが形成される。こうした人材育成・教育面の副次的効果は、長期的な視点で科学技術立国としての日本や各国の競争力を高める要因となるだろう。

最終的には、ILC の建設と運用を通じて得られる膨大なデータを国際共同研究体制で共有し、理論的予言との照合を密接に行うことで、素粒子物理学の枠組みを一層深く検証する機会が得られる。ヒッグスセクターに関する精密測定成功は、標準理論を超える新物理の扉を開く可能性を秘めており、さらには宇宙の進化や暗黒物質 (ダークマター) の起源探索にも波及する。ILC という壮大な研究基盤は、科学界と社会全体に対して“知のフロンティア”を拡張する象徴的な存在となりうるのである。ILC はヒッグス粒子の詳細な性質解明や新物理への扉を開く鍵となるだけでなく、素粒子物理学の歴史に新たな章を刻む国際的プロジェクトとして、今後も多方面から注目を集め続けるであろう。

国際リニアコライダー (ILC) の設計の根幹をなすのは、シンクロトロン放射損失を回避する直線型構造と、超伝導 RF 技術に基づく高加速勾配の実現である。しかし、リニアコライダーゆえに必要な大強度の陽電子源の開発や、高周波空洞内の過渡的ビームローディング補償など、解決すべき技術課題も少なくない。これらを克服するためには、機械学習をはじめとする新たな最適化手法が欠かせない。

ILC はリニアコライダーとして世界初の本格的なヒッグスファクトリーとなる可能性を秘めている。その実現には国際的な議論と合意が不可欠であり、政策決定者や地域社会を含めた多様なステークホルダーとの協力関係が求められる。

第3章

ILC 陽電子源

ILC のようなりニアコライダーでは、一度の衝突でビームが失われるため、毎秒ごとに大量の電子と陽電子を生成し、安定かつ効率的に加速しなければならない。特に陽電子は電子よりも生成が難しく、高輝度ビームを大量に準備する技術が ILC 実現の要となる。

250–1000 GeV の重心系エネルギーで大量の陽電子ビームを安定かつ高効率に生成することは、ヒッグス粒子やトップクォークの性質を精密に測定するうえで極めて重要である。大強度の陽電子源には、ターゲット材料への高熱負荷や放射線ダメージ、過渡的ビームローディングの制御、および生成効率の最適化といった諸問題が伴う。過渡的ビームローディングとは、先行バンチの通過により誘起された減速場が後続バンチの加速電場を変動させる現象であり、ビームエネルギーのばらつきやバンチの損失につながる。これを補償するために入力高周波を変調し、加速空洞内の電場を安定化する手法の研究が進められている。大規模実験を支える陽電子源には、ビーム強度、エミッタンス、安定性、放射線耐性など、多角的視点からの総合的な最適化が欠かせない。本章では、まず陽電子生成の基礎原理を再確認し、次いで ILC 電子ドライブ陽電子源の構成要素と各要素間の有機的な関係を考察する。さらに、実験的プロトタイプ開発の状況や、他分野への応用可能性にも言及しつつ、システム全体を見据えた設計の現状を述べる。

3.1 陽電子生成

陽電子は電子の反粒子である。我々の住む世界には反物質はほとんどないため、何らかの形で人為的に陽電子を作ってやる必要がある。以下でその方法について概説する。

3.1.1 β 線源方式

放射性導体の β^+ 崩壊は以下のような反応であり、このような崩壊を行う放射性同位体から陽電子を得ることが出来る。



この反応により単位時間あたりに生成される陽電子数 $\frac{dN}{dt}$ は次式で表される。

$$\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.2)$$

ここで

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \quad (3.3)$$

と放射性同位元素の半減期 $T_{1/2}$ で決まる定数、 N_0 は放射性同位体の初期状態における数である。放射性崩壊は完全にランダムな現象であるから、陽電子は時間構造を持たない。また上式に従い平均レートは減少する。このため、静電加速器での加速には適しているが、RFによる加速には適さない。

3.1.2 電子ドライブ方式（従来型）

高エネルギー電子ビームを金属標的に入射して連鎖的に生じる制動放射と対生成により陽電子を得る方法。既存の陽電子加速器で最も実績のある方式である [17]。ターゲットには熱負荷と放射線による損傷が生じるため、ターゲット材料の熱伝導性や融点の高さが必要である。ILCでは、後述のようにターゲット材料の選定とターゲット回転機構などを組み合わせ、損傷を低減する工夫が必要となる。電子ドライブ方式については4章で詳述する。

3.1.3 アンジュレーター方式（Undulator 方式）

高エネルギー電子ビームをアンジュレーター（周期的磁場）に通してガンマ線領域の放射光を発生させ、そのガンマ線をターゲットに照射して陽電子を生成する方式である。図 3.1 に ILC のアンジュレーター方式の陽電子源の概略図を示す。125GeV の衝突用の電子ビームをもちいいて、数百メートルにわたるヘリカルタイプのアンジュレーターを用いることで大量の円偏光ガンマ線の生成が可能である。円偏光ガンマ線による対生成から得られる陽電子は自然とスピン偏極することが知られており、物理解析の上でメリットが大きい。一方で、陽電子生成が電子ビームによりなされるため、複雑なシステム間の同期、数百マイクロレベルの加速器長の管理などが要求される。現在も研究開発が進行中である [18], [19], [20]。

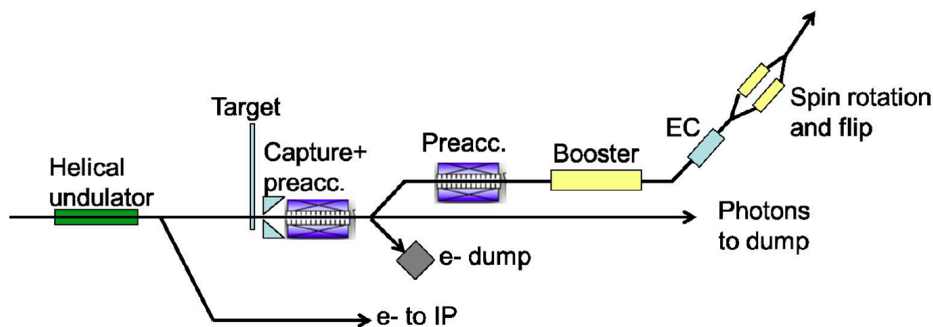


図 3.1 ILC のアンジュレーター方式の陽電子源の概略図 [19]。

3.1.4 逆コンプトン方式（Inverse Compton Scattering 方式）

レーザー光と高エネルギー電子ビームをコンプトン散乱させると、散乱された光子は電子によりブーストされ、短波長の光がえられる。これを逆コンプトン散乱と呼ぶ。このとき、逆コンプトン散乱による光子のエネルギー増幅は以下の関係で与えられる。

$$E_\gamma \approx \frac{4\gamma^2 E_L}{1 + \gamma^2 \theta^2} \quad (3.4)$$

ここで、 E_γ は散乱後の光子エネルギー、 E_L は入射レーザー光のエネルギー、 γ は電子ビームのローレンツ因子、 θ は散乱角である。この関係式から分かるように、電子ビームのローレンツ因子 γ の二乗で高いエネルギーの光子が得られる。10 MeV 以上のガンマ線を得るためには 1 GeV 以上の電子ビームが必要である。このため、コンプトン散乱専用の電子加速器によりガンマ線を生成し、陽電子生成が可能となることから、アンジュレーター方式でみられた複雑さを回避できることが利点である。一方で、コンプトン散乱の断面積は小さく、またアンジュレーター方式では長大なアンジュレーターを用いることで断面積の小ささを補っていたのに対して、レーザーはレイリー長程度しか収束できないため、反応領域を大きくできずに、反応数を稼ぐことに課題がある。[21]。

3.1.5 電子ドライブ方式による陽電子生成

すべての陽電子生成は、高エネルギーガンマ線と物質が相互作用して e^- と e^+ の対が生成される対生成 (Pair production) のプロセスに基づく。エネルギー保存則から、ガンマ線のエネルギー E_γ が陽電子と電子の質量エネルギーの和に等しいかそれを超える必要がある。すなわち、

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 \quad (\approx 1.02 \text{ MeV}) \quad (3.5)$$

が最低条件である。実際には運動量保存や位相空間を考慮すると、反応を効率的に起こすには数 MeV 以上のガンマ線が必要となる。大量の陽電子を生成するためには、数百 MeV から数 GeV の電子ビームを金属ターゲットに入射し、ターゲット内部で生じる制動放射を利用して高エネルギーガンマ線を生成し、そのガンマ線による対生成を行う。このような方式を電子ドライブ方式と呼ぶ。この方式は実績が多く技術的にも成熟しているが、後にみるように陽電子以外に大量の電子、ガンマ線が生成され、その多くが最終的に熱としてターゲットに与えられるため、標的への熱負荷や放射線損傷が問題となる。

高エネルギー電子が物質中に入射されると、原子核の電磁場により電子軌道が急激に曲げられるため、その運動エネルギーの一部がガンマ線として放射される。この現象を制動放射と呼ぶ。そのスペクトルは連続分布を持ち、高エネルギー領域まで長い裾を引く特性がある。生成されたガンマ線はターゲット原子核の電磁場を介して対生成 ($2\gamma \rightarrow e^+e^-$) を起こし、電子陽電子対を生み出す。生成された電子および陽電子のエネルギーがまだ高ければさらに制動放射によりガンマ線が作られるので、粒子数は指数的に増大する。このような過程を電磁シャワーと呼ぶ。このプロセスは電子および陽電子のエネルギーがある閾値を下回るまで継続する。これを Critical Energy と呼び、物質により決まる定数である。この Critical Energy は物質内における制動放射によるエネルギー損失とイオン化によるエネルギー損失が等しくなくエネルギーに相当し、このエネルギー以下ではイオン化が支配的となり、粒子は制動放射をほとんど起こすことなく、急激にそのエネルギーを減少させる。

制動放射の微分断面積は式 (3.6) のように表される。ここから原子番号の大きな物質が効率的に制動放射が起こるため、標的材料として適切であることがわかる。また、

ガンマ線のエネルギーも大きいほうが断面積が大きくなる。Critical Energy を充分に上回るエネルギーを最初の電子に与える必要がある。

$$\frac{d\sigma}{dE_+} \propto Z^2 \alpha^3 r_e^2 \ln\left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2}\right), \quad (3.6)$$

ここで α は微細構造定数、 r_e は古典的電子半径、 m_e は電子質量を示す。

実際の電磁シャワーでは、制動放射、対生成、イオン化に加え、クーロン散乱なども寄与するため、その見積もりにはモンテカルロシミュレーションや実験的検証が不可欠である。

ILC で要求される膨大な数の陽電子を生成・加速・蓄積するためには、物理的・工学的制約および放射線影響・安全性の課題を総合的に克服する必要がある。まず物理的な制約としては、対生成断面積を最大化するビームエネルギー領域の見極めや、ビームロスを抑えつつターゲットを効率良く照射する空間プロファイルの制御が重要である。工学的には、熱負荷対策としてターゲットを高速回転させたり、高性能冷却システムを配置するなど、継続的な熱拡散が可能な機構を設ける必要がある。また、生成される二次粒子線が大きな放射線障害をもたらす可能性があるため、加速器ホールの遮蔽設計やビームラインの放射線モニタリングシステムなど、安全面への対策も不可欠となる。これらの課題は相互に複雑に関連し合うため、ビームダイナミクス解析とターゲット材料工学、放射線安全設計を同時に考慮する「総合的最適化」が要請される。

第 4 章

ILC 電子ドライブ陽電子源の設計

本章では、ILC (International Linear Collider) の電子ドライブ陽電子源の全体設計について説明する。電子ドライブ方式は成熟した加速技術と安定運用の実績があり、実現可能性の観点から ILC の初期導入で最も有力と考えられている方式である。電子ビームを用いて標的中で制動放射により高エネルギー光子を生成し、その対生成反応から陽電子を得る。以下では、まず電子ドライブ陽電子源のシステム全体構成を提示し、続いてドライバーライナックやターゲットの詳細設計、キャプチャーライナックおよびブースターでのビームローディング補償手法などを論じる。さらに、物理シミュレーション手法についても述べ、陽電子捕獲率向上に向けた全体最適化の方針を示す。

ILC では超伝導加速技術を用いたメインライナックによって、5Hz 繰り返しでパルスあたり $12 \times (33 + 33) + 8 \times (33 + 32) = 1312$ バンチの高電流ビームを加速する [22]。1秒あたり膨大な粒子数が要求されるため、十分な陽電子発生効率とターゲットの安全性の両立が重要となる。

本研究で扱う電子ドライブ陽電子源は、3GeV の電子ビームをターゲットに入射し、制動放射による光子を介して陽電子を生成するシステムであり、図 4.1 に概念図を示す。ILC の主加速器では 1312 バンチをおよそ 1ms のパルスで加速するが、同じ時間構造で陽電子を生成すると 1ms という短時間に 6.3mC という大量の陽電子の生成が必要となり、標的への負荷が極めて大きくなる。これを緩和するためには新幹線の速度を上回る接線速度 400m/s で標的を回転させる必要がある。このような技術的な負荷を軽減するため、現在の基本設計ではこの 1312 バンチを 20 程度のパルスに分割して生成する方法を取っている。具体的には 3.3ms ごとに 66 バンチを生成しこのパルスは 20 回繰り返す。これにより、ターゲット表面への熱負荷を分散し、安全運転可能なピークエネルギー密度を下回るように設計されている [23], [24], [25], [26]。本章では、電子ドライブライナック、W-Re 合金ターゲット、キャプチャーライナック、ブースター、エネルギー圧縮セクション (ECS) などサブシステム全体のパラメータを統合し設計について述べる。

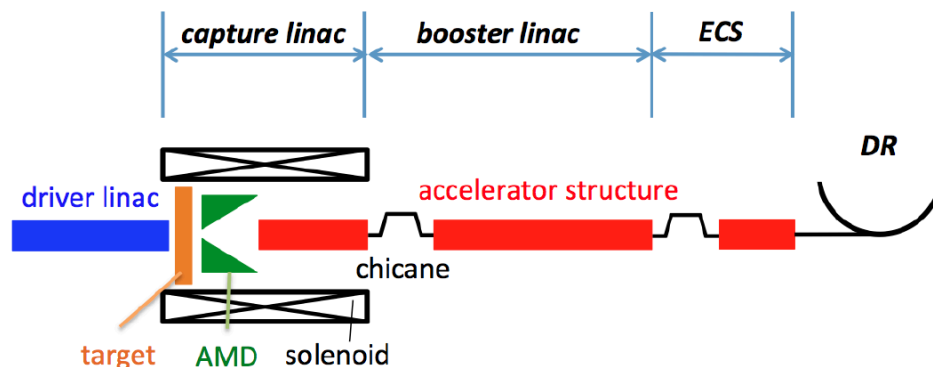


図 4.1 ILC 電子ドライブ陽電子源の概念図 [24]。ドライバーライナックで生成された高エネルギー電子ビームがターゲットに照射され、そこで生成された陽電子をキャプチャーライナックやブースター、ECS を通じて加速・圧縮した後、最終的にダンピングリングへ送る。

3.0 GeV のドライブビームと 16 mm のタングステン・レニウム(W-Re)合金ターゲットを使用し、フラックスコンセンレータ (Flux Concentrator; FC) による磁気収束、Lバンドの定在波型(Standing Wave; SW) キャプチャー空洞による陽電子捕獲、L-band および S-band の進行波型 (Traveling Wave; TW) ブースターライナックでの加速、さらにエネルギー圧縮セクション (Energy Compression System; ECS) でエネルギー広がりを抑えた後、ダンピングリング (DR) にビームを入射する [23], [24], [25], [26]。

4.1 物理シミュレーション手法

ILC 電子ドライブ陽電子源の全体設計では、ターゲット材料での放射制動および対生成からキャプチャーライナック・ブースター・ECS におけるビーム輸送まで、極めて多岐にわたる物理過程を統合的に評価する必要がある。本研究では、Geant4 [27] を用いて高エネルギー電子が W-Re 合金ターゲットを通過するときの光子放出および対生成をシミュレートし、出力される陽電子および電子の位相空間分布を取得した。このサンプルを GPT (General Particle Tracer) [28] に送り、標的の下流からキャプチャーライナックまでのシミュレーションを行った。さらにそこで得られたサンプルを SAD (Strategic Accelerator Design) [29] へ送り、シケイン、ブースター、ECS 下流までのシミュレーションを実行した。ECS 下流で得られたサンプルをもとに陽電子数を評価した。本研究ではシングルバンチシミュレーションのみを使用しており、過渡的ビームローディングによるバンチ列後方のエネルギー損失は考慮されていないが、加速条件等は過渡的ビームローディングを考慮した条件で行っている。

4.1.1 Geant4 による粒子生成シミュレーション

Geant4 は、高エネルギー粒子が物質の相互作用を記述する汎用モンテカルロコードであり、物理モデルとして制動放射や対生成をはじめ、コンプトン散乱、対消滅など多数の相互作用チャンネルを取り扱う [27]。本研究では、W-Re ターゲットに数 GeV 電子を入射した際に生じる電磁シャワーをシミュレートし、標的の出口における粒子サンプルを取得する。これらのデータは GPT によるビーム輸送コードへの初期条件として入力される。

4.1.2 GPT を用いたビーム軌道追跡

GPT (General Particle Tracer) は、電磁場下での多粒子シミュレーションに特化したソフトウェアで、非線形効果や空間電荷効果を考慮しつつ、空洞内や輸送ライン中での粒子軌道や粒子損失を模擬できる [28]。本研究では、Geant4 で得られた陽電子および電子の位相空間分布を GPT へ取り込み、キャプチャーライナック内でのビームローディング補正条件における加速条件でシミュレーションを行った。

4.1.3 SAD によるビーム力学解析

SAD (Strategic Accelerator Design) は円形加速器の設計や軌道補正でも広く用いられており、ILC 陽電子源のような直線部の輸送ラインでも有用である [29]。キャプチャーライナック後のビームを SAD に取り込み、シケイン、ブースター、そして ECS を通過させ、最終的にダンピングリングのアクセプタンス内にある陽電子を捕獲陽電子として定義する。

4.2 サブシステム

4.2.1 電子ドライバーライナック (Electron Driver Linac)

ILC 電子ドライブ陽電子源では、3 GeV の電子ドライブライナックを用いて大電流ビームを生成する。ライナックはおよそ 2.6 GHz (S-band) の常伝導進行波型 (Traveling Wave; TW) 加速管をベースとして設計され、ATF (Accelerator Test Facility) 用に開発された 2856 MHz 加速管を周波数スケールリングして利用している [25]。同一クライストロンで4本の加速管を駆動できる構成となっており、RF 波導内損失を考慮して1本あたり最大 36 MW の入力を想定している。シャントインピーダンス 57.2 M Ω /m、減衰定数 $\tau = 0.57$ などのパラメータを持ち、充填時間は約 0.91 μ s である。大電流ビームによるビームローディング補償は、振幅変調 (Amplitude Modulation; AM) あるいは位相変調 (Phase Modulation; PM) を組み合わせることで行い、最終的に 3.3 GeV のエネルギーマージンを確保している。特に初段2本の加速管に対しては2台のクライストロンから同時に給電する構成となっており、高い電力を集中供給できるように設計されている。ビームパルス構造は複数のミニトレイン (1トレインあたり 66 バンチ) をタイムスライスして繰り返し生成し、64 ms 以内に約 20 回繰り返すことでメインライナックの1パルス分 (1312 バンチ相当) を賄う設計が取られている。ドライバーライナックからターゲットに入射される電流量が、大きく陽電子生成量とターゲット負荷を決定づける。

4.2.2 ターゲット

陽電子を生成するターゲットは、電子ビームからの制動放射と対生成を誘起する要である。タングステン、モリブデン、チタンなど、高融点かつ高 Z (原子番号) の材料が主に候補として挙げられるが、それぞれ熱膨張率、融点、機械強度が異なり、得られる陽電子生成効率や放射線損傷特性にも差が生じる。例えば、タングステンは高い Z と融点 (約 3400 $^{\circ}$ C) を併せ持つことから有力な候補であるが、熱応力や脆性破壊に対

する設計マージンが小さいため、ターゲットの回転機構や薄膜化などの工学的工夫が不可欠となる。モリブデンはタングステンに比べ融点はやや低いものの（約 2600 °C）、機械加工性が良好で熱伝導率も高く、定期交換を見越したコスト面では有利と考えられる。チタンは融点こそ約 1660 °C と低いですが、比較的軽量で加工性や強度に優れ、流体冷却構造との組み合わせにおいて柔軟性が高いといった特徴をもつ。実際の選定では、タングステン-レニウム合金(W-Re)を 16 mm 厚で用い、最高で 5 m/s の周速で回転させる機構によってパルスあたりの熱負荷を空間的に分散している [30]。レニウムを添加した W-Re 合金を用いることで脆性を多少緩和し、かつ高速回転によって局所的な温度上昇を拡散させる。

ターゲット破損のリスクを評価する指標としては最大エネルギー沈着密度 (Peak Energy Deposition Density; PEDD) が用いられ、W-Re 合金の破壊閾値 76 J/g に対して 35 J/g 以下の安全運転領域を確保する必要がある。本設計では、1 バンチあたり 4.1 nC 程度の電子電荷量で最大 PEDD が 33.6 J/g を下回ることを確認しており、危険閾値を十分に下回る運転余裕を見込んでいる。ターゲット下流にはフラックスコンセンレーター (Flux Concentrator; FC) を設置し、強磁場による横方向運動量の補正を施すことで、陽電子の空間エミッタンスを低減している。

4.2.3 キャプチャーライナック (Capture Linac)

ターゲットを通過した直後の陽電子は、エネルギーおよび位相空間において広く分散しており、そのままでは加速器内で高効率に捕獲できない。そこで、1.3 m の定在波 (Standing Wave; SW) 型 $\pi/2$ モード APS (Alternate Periodic Structure) 空洞を 36 本直列に配列したキャプチャーライナックを設ける [23], [31]。高周波電場 (RF バケツ) の適切な位相に陽電子を収束させることでビームとしてまとめ上げる。APS 空洞の設計は Poisson Superfish という 2 次元軸対称電磁場 TM モード解析プログラムで行われている。

RF バケツの設計においては、加速勾配、周波数、ビームパルス長、エミッタンス要求が複雑に絡み合う。例えば高周波数 (X-band など) にすると加速勾配が上がり機器のコンパクト化に寄与するが、ビーム位相幅の許容度が狭くなり、一方で低周波 (L-band など) にすると高電力源の設計が容易で広いバンチ長を取り込みやすいものの、装置が大型化する。

キャプチャーライナックにおけるビームローディング補償は、過渡的な電圧変動が大きい TW 空洞と異なり、SW 空洞の電圧発展方程式

$$\frac{dV(t)}{dt} = -\frac{(1+\beta)\omega}{2Q}((V(t) - V_{BL}u(t-t_b) - V_{RF}u(t)) \quad (4.1)$$

に基づき、RF 位相変調を施すことで進行位相のずれを補償する [32]。ここで、 V_{RF} は RF による定常電圧、 V_{BL} はビーム電流による負荷電圧、 t_b はビーム入射時刻、 $b\eta$ は結合係数、 Q は空洞品質因子、 ω は角周波数であり、 $u(t)$ はステップ関数を表す。理想的な補償には

$$V(t_b) - V_{BL} - V_{RF} = 0 \quad (4.2)$$

が成り立つ必要があるが、 V_{BL} と V_{RF} の位相が異なる場合、通常の時間調整のみでは位相一致が成立しない。そこで RF 位相自体を変調し、

$$V_{RF} = V(t_b) - V_{BL} \quad (4.3)$$

となるように設定することで一定の加速電圧を得る方式を採用している。本設計では一つの空洞あたりおよそ 22.6 MV の V_{RF} と 13.7 MV の V_{BL} を想定しており、最大 2.2 A のビーム電流負荷に対しても最低加速電圧を 8.9 MV 程度に保つことができる。結果としてキャプチャー後の陽電子エネルギーは最低でも 320 MeV を確保し、設計目標 250 MeV を十分に上回る安全マージンが得られている。

4.2.4 シケイン (Chicane) とブースターライナック (Booster Linac)

キャプチャー段から出射したビームには、大量の不要な電子が混在しているため、シケイン(Chicane)を挿入し空間的に分離する [24]。シケインを通過することで、エネルギーの高い粒子が先行し、エネルギーの低い粒子が後方に遅れる運動量依存性の時間遅延が生じ、これによりビーム全体のエネルギー広がりが増大される (Momentum compaction)。これによりバンチ長を短縮し、ブースターライナックへの入射を最適化する。

キャプチャー段階を経てある程度整えられた陽電子ビームを、最終的にダンピングリングに投入できるエネルギー領域まで引き上げる過程がブースターライナックである。ここではビームローディングによる加速効率の変動が問題となる。ILC のような高バンチ電荷を扱う際には、加速空洞内の電場分布が時間的に変動し、バンチ後半の粒子が所望のエネルギーゲインに到達できない可能性がある。ブースターは L-band および S-band の TW 空洞群で構成され、ビームローディング補償の手法として振幅変調が用いられる [32]。入力 RF に段階的なステップ変調や矩形波と三角波の合成変調を与えることで、パルス前半と後半での空洞電圧を揃え、安定したエネルギー増強を実現する。ビームローディングをリアルタイムで補償する制御系 (フィードフォワード・フィードバック制御) を導入し、バンチ列を通して安定したエネルギー増強も実現可能の見込みである [33], [34]。

ブースターライナックでは 4.8 nC バンチを想定した場合のビーム電流は約 0.78 A に達し、L-band 空洞で 16.5 ± 0.1 MV、S-band 空洞で 29.2 ± 0.6 MV のエネルギーゲインを確保している。波導損失約 10% を加味し、L-band は 22.5 MW、S バンドは 36 MW の最大入力電力を想定している。このような空洞を複数組み合わせ、四極磁石 (Q) との繰り返し配置によってビームサイズを制御しながら最終的に 5 GeV 程度へ到達させる設計である。

4.2.5 エネルギー圧縮セクション (ECS)

エネルギー圧縮セクション (Energy Compression Section; ECS) では、ブースターライナックを経由してきた陽電子ビームのエネルギー広がりをダンピングリング (DR) 受容範囲 ($\pm 0.75\%$) に収めるためのビーム運搬系であり、複数段のシケインと L-band 3 m 級 TW 空洞を組み合わせで運用する。ECS では運動量依存の飛行時間変化を利用してバンチ内エネルギー分散を圧縮しつつ、追加の L-band 空洞群により必要最小限の加速とビームローディング補償を行う。設定パラメータとしては、シケインの R_{56} や R_{65} 等が重要である。縦方向位相空間 ($z - \delta$) 上で DR アクセプタンスに収まるように最適化が進められる。

4.3 陽電子捕獲率 (Positron Yield)

ILC 陽電子源における最も重要な性能指標の一つが、陽電子捕獲率 η である。ここでは、入射電子ビームの数を $N_{e^-}^{\text{input}}$ 、ダンピングリング入口で得られる捕獲陽電子ビームの数を $N_{e^+}^{\text{accept}}$ とすると、

$$\eta = \frac{N_{e^+}^{\text{accept}}}{N_{e^-}^{\text{input}}} \quad (4.4)$$

で定義される。本研究では生成された陽電子の中で、ECS を通過し DR アクセプタンスを満たしたものを捕獲陽電子数とした。また、生成した陽電子ビームのパルス当たり電荷量が増大すれば、その分ブースターやダンピングリングでの空間電荷効果が顕在化し、ビームサイズの増大やエミッタンス劣化を引き起こすため、単に電荷量だけを追求するのではなく質的なビーム品質の管理が不可欠である。

DR アクセプタンスは

$$\left(\frac{z}{0.035}m\right)^2 + \left(\frac{\delta}{0.0075}\right)^2 < 1.0 \quad (4.5)$$

$$\gamma A_x + \gamma A_y < 0.07 \quad (4.6)$$

と定義される [3]。

先行研究では一連のビーム輸送システムの設計を適切に施した結果、陽電子捕獲率は 1.20 [35] であり、すでに PEDD を破壊閾値よりも十分に低く抑えつつ、陽電子生成効率の面でも要求を満たす見通しが示されている。

一方で、最終的なルミノシティのためには最大限高強度の陽電子源が重要である。これまでの研究では各セクションごとに手動で確認して最適化を行っており、大域的最適解とは言えないという課題があり、研究では複数のパラメータを同時に最適化し、大域的最適解を目指している。

4.4 プロトタイプ開発

大規模な陽電子源は製作コストも高額になるため、まずはプロトタイプ実験装置を構築し、ターゲット材料や加速空洞の電圧特性、製造能力などを評価する段階が踏まれる。図 4.2 に示すように現在ターゲット周辺の装置が製造されている。プロトタイプではターゲット、および部分的なキャプチャーライナックの RF 空洞を製造し、計測などが行われる。こうした段階的な実験結果を積み上げ、最終的に製造できるか必要な技術要件や課題を洗い出す。現在、KEK iCASA の榎本らが、ターゲットおよび Capture Linac の RF 空洞を試作している。ターゲットは真空中で水流・ターゲット回転のテストが行われた。

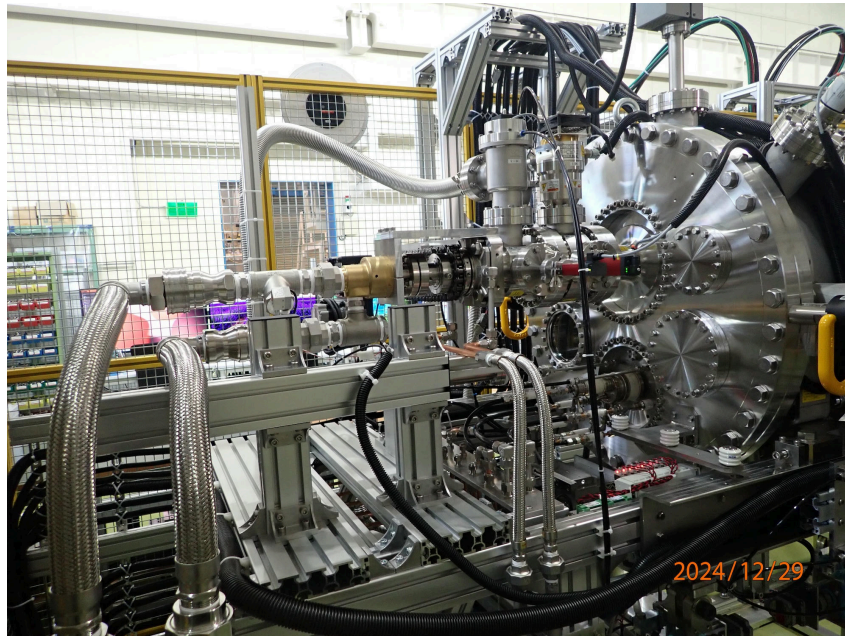


図 4.2 ILC 電子ドライブ陽電子源のプロトタイプ実験装置（2024/12/29 撮影）。KEK 榎本嘉範さんより提供。

また、図 4.3 に示すように、CAD ソフトによりターゲット周辺の装置及び部分的なキャプチャーライナックの RF 空洞を製造するための CAD モデルを作成がされ、それを元に CAE（Computer-Aided Engineering）ソフトウェアである CST Studio Suite の 3D 電磁界シミュレーションにより粒子トラッキングも行われている。ANSYS によるターゲットの流体解析・熱解析も行われている。

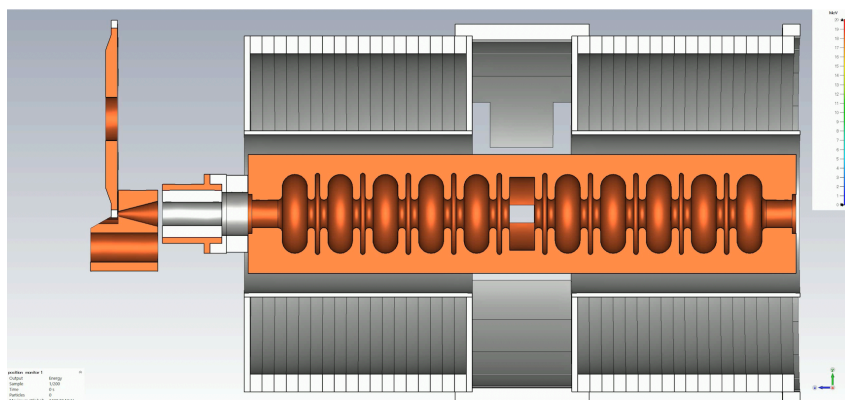


図 4.3 ILC 電子ドライブ陽電子源のターゲット及び FC とキャプチャーライナックの一部の RF 空洞の CAD モデル。KEK 榎本嘉範さんより提供。

4.5 他の陽電子源技術との比較

従来から実用化されている電子ドライブ方式は、技術的成熟度の高さと比較的安定した運用実績を背景に、ILC などの大規模施設で優先的に検討されている。一方、アンジュレーター方式は将来的にはスピン偏極陽電子の高効率生成が見込まれ、ILC の後期アップグレードに向けて研究開発が進んでいる。逆コンプトン方式やレーザー駆動プラズマ方式は、機器のコンパクト化や高い加速勾配実現の可能性が大きいですが、出力安定度やビーム可制御性の観点で本格的実用化に向けた課題がまだ多い。現時点では、電子ドライブ方式が最もバランスよく高い粒子数と安定運用を得られるため、ILC 初期実装の候補となり得る最有力手法と考えられる。

第 5 章

機械学習による最適化

粒子加速器は磁石や RF 空洞などの複数のコンポーネントが組み合わさったシステムであり、各コンポーネントのそれぞれのパラメータが非線形に複雑に絡み合う。さらに、運用ではビームの一時的なゆらぎや環境変動に対する即時の最適化も要求されるため、従来の手動あるいは単純な PID フィードバックでは最適化が限られる。近年、機械学習技術は急速に発展してきており、加速器の設計や制御においても効果が発揮されビーム品質の自動最適化などが実現されつつある [36], [37], [38]。機械学習を適用することにより、人間では不可能な膨大なパラメータ空間を自律的に探索し、ビームの品質やルミノシティを最大化するパラメータ設定を見出すことが期待される。

ILC 電子ドライブ陽電子源の全体設計では、ターゲット内での高エネルギー電子と物質の相互作用、ビームローディングを伴う加速空洞ダイナミクス、運動量分離やエネルギー圧縮といった多段階プロセスが密接に絡み合い、RF 空洞における位相や電場分布、標的材組成、ビームの入射角度、ソレノイド磁場の強度など、多種多様なパラメータが互いに非線形な影響を及ぼし合う。これら各要素の相互干渉を高精度に考慮しながら大域的に設計パラメータを最適化することは、従来の段階的手動チューニングでは多大な試行錯誤を要し、最適解やその近傍に到達する保証が極めて乏しい。そこで、種々のパラメータを包括的に扱いつつ、評価関数が直接的に可微分でなくとも大域的に探索可能で、高次元空間を効率よく探索するアルゴリズムが必要である。

本章では、物理シミュレーションを用い、パラメータ空間の大域的探索と高精度な最適解の探索を行うために導入した機械学習ベースの最適化手法とその結果について詳述する。大規模シミュレーションを伴う最適化問題は、多変数かつ多数の局所解が存在するため、単純な勾配降下法や手動チューニングでは実用的な解に到達するのが困難である。本研究では、ブラックボックス最適化 (Black-Box Optimization) を中心に、その一つである Tree-structured Parzen Estimator (TPE)、ガウス過程を用いたベイズ最適化 (GP-BO) やニューラルネットワークによるサロゲートモデルと遺伝的アルゴリズム (GA) を用いた手法、進化的アルゴリズムの一つである CMA-ES との比較を行い、最終的に TPE を主軸とした最適化フレームワークを構築した。

5.1 最適化手法

5.1.1 ブラックボックス最適化 (BBO)

ブラックボックス最適化は、評価関数自体の内部構造についての情報を使わずに最適化する手法であり、勾配情報が得られない場合、あるいは評価関数が離散的・ノイ

ズを含む場合に適用される。加速器設計においては、非線形性が強い要素や、シミュレーションによる数値ノイズなどが含まれるため、BBOは非常に有力な選択肢となる[39]。遺伝的アルゴリズム(GA)や粒子群最適化(PSO)などもBBOの一種といえるが、本研究では以下で述べるTPEのサンプリング効率の高さと安定した収束特性の良さや計算量的優位性を考慮し、これを採用した。

5.1.2 Tree-structured Parzen Estimator (TPE) アルゴリズム

TPEは、従来のガウス過程(Gaussian Process; GP)ベースの手法の問題を克服し、高次元のハイパーパラメータ空間において効率的な探索を可能にするために開発された[40]。

TPEは、与えられた目的関数 $f(x)$ の値に基づいて、条件付き確率密度 $p(x|y)$ および周辺確率 $p(y)$ をモデル化する。ここで、 x はパラメータの設定を、 y は対応する損失値を表す。通常のガウス過程を用いた手法では $p(y|x)$ を直接モデル化するが、TPEはこれを反転させた形で $p(x|y)$ を用いる。

探索空間 \mathcal{X} 内の候補点 x に対する評価基準を、分解される確率密度 $p(x|y)$ を定義する。

$$p(x|y) = \begin{cases} \ell(x) & \text{if } y < y^* \\ g(x) & \text{if } y \geq y^* \end{cases} \quad (5.1)$$

$\ell(x)$ および $g(x)$ は、ノンパラメトリック密度推定によってモデル化される。

TPEの期待改善基準(Expected Improvement, EI)は次のように与えられる。

$$EI_{y^*}(x) = \int_{-\infty}^{y^*} (y^* - y)p(y|x) dy = \int_{-\infty}^{y^*} (y^* - y)(p(x|y)p(y))(p(x)) dy \quad (5.2)$$

この積分を簡略化するため、 $p(x) = \gamma\ell(x) + (1 - \gamma)g(x)$ とする。ここで、 γ は観測された損失が閾値 y^* より小さい確率であり、 $\gamma = p(y < y^*)$ と表せる。

最終的に、EIは次のような形に帰着する。

$$EI_{y^*}(x) \propto \left(\gamma + \frac{g(x)}{\ell(x)}(1 - \gamma) \right)^{-1} \quad (5.3)$$

この式が示すように、EIは $\ell(x)$ が大きく、かつ $g(x)$ が小さい点 x を優先する。これにより、局所解に陥りにくい形でパラメータを更新できる。

探索空間の次元を d 、完了トライアル数を n とすると、TPEの時間計算量は $O(dn \log n)$ となる。ガウス過程の時間計算量は典型的には $O(n^3)$ である。ガウス過程のベイズ最適化はコンピュータの処理能力にもよるが経験的に1000回程度以上のトライアルは実行時間が長く実用に絶えず、TPEはより大きいトライアル回数でも実行可能である。本研究のように数千から数万回規模のパラメータ探索を想定する場合、TPEの軽量性は極めて重要な特性といえる。TPEアルゴリズムは深層学習のハイパーパラメータ最適化などにも用いられている。

5.2 最適化フレームワークの構築

5.2.1 評価関数とシミュレーションモデル

ILC 電子ドライブ陽電子源の全体最適化を行うにあたって、評価関数 $F(\boldsymbol{x})$ としては、前章で説明した SAD でのシミュレーションを使い最終的に得られる陽電子ビームの DR アクセプトランスを満たす陽電子数 (捕獲用電子数) $N_{e^+}^{\text{accept}}$ を指標とした。今回はターゲットに入射された電子ビームの数は固定で 1000 個と設定しているため式 (3.5) より、陽電子捕獲率 $\eta = \frac{N_{e^+}^{\text{accept}}}{1000}$ である。入力パラメータ \boldsymbol{x} はキャプチャーライナックの初期位相、空洞電圧、シケインの偏向角などであり、先行研究で最大陽電子捕獲率として得られたパラメータ近傍を中心に範囲を広げたりパラメータ数を広げていき、最終的に 10 パラメータまでを用いた。

5.2.2 アルゴリズムの実装と並列化

本研究では、最適化フレームワークは Python 上で構築し、TPE を実装しているライブラリとして Optuna [41] を用いた。評価関数としては、前章で構築した SAD シミュレーションを呼び出し、その出力結果として捕獲用電子数を返し評価する。具体的には、以下の流れで最適化を進める。

1. TPE がパラメータ候補 $\boldsymbol{x}_{\text{trial}}$ を提案
2. SAD シミュレーションを実行し捕獲陽電子数 $N_{e^+}^{\text{accept}}(\boldsymbol{x}_{\text{trial}})$ を評価
3. 評価値を TPE のモデルにフィードバックし獲得関数を更新
4. 上記を繰り返す

なお、探索初期の 100 個程度のトライアルではランダムに選択されたパラメータ候補を提案する。

一回のシミュレーションにおける計算コストは無視できない。そのため、多数のコアを備えた HPC (High Performance Computing)¹ クラスタ上でマルチスレッド並列計算を行い、TPE から非同期で提案された複数の $\boldsymbol{x}_{\text{trial}}$ を同時に評価する。100 コアを活用し並列ジョブを投げることで探索効率を大幅に高めつつ、2 時間で 1 万回程度の試行を可能にした。

5.2.3 他のアルゴリズムとの比較

TPE に加えて、参考として以下の手法でも同様のシミュレーションを用いた最適化を比較した。

1. ガウス過程を用いたベイズ最適化 (GP-BO)
2. CMA-ES (Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy)

ガウス過程ベースのベイズ最適化は理論的には評価関数の形状を滑らかに近似可能であり、評価関数のノイズが小さい場合には局所解を避けながら効率的に探索できる。しかし、評価点数 N が増加すると $O(N^3)$ の計算量がボトルネックとなり、高次元パラメータ空間や大規模探索には実用的でない傾向が見られた。一方、CMA-ES は低次元領域での連続最適化に対して強力であるが、収束速度や収束解がやや不安定であった。統合して、パラメータ数やトライアル数がある程度必要になる局面で TPE のほうが高速に安定的に有望な解へ到達する傾向が観測され、本研究では最終的に TPE を主軸とした実装を選択した。

¹Intel Xeon Platinum 8490H, Sapphire Rapids, 1.90 GHz – 3.50 GHz

5.3 最適化アルゴリズムの実装と並列計算

最適化フレームワークは Python 上で構築し、TPE を実装するライブラリ (Optuna [41]) を用いた。評価関数としては、前章で構築した SAD シミュレーションを呼び出し、その出力結果として捕獲用電子数を返し評価する。HPC (High Performance Computing)² 上でマルチスレッド化による並列サンプリングを実装し、100 個のパラメータセットを同時に評価することで、従来に比べて大幅な探索効率の向上を実現した。

5.4 他の最適化アルゴリズムとの比較と適用範囲

本研究では参考として、ガウス過程によるベイズ最適化と TPE、および CMA-ES を比較したところ、TPE が最も安定に高性能な解へ到達し、今回の計算リソースに適合的であることが判明した。ただし、パラメータ数が小規模である場合や、評価関数のノイズがごく小さい場合には、ガウス過程によるベイズ最適化のほうが安定した結果を示す場合もあり、アルゴリズムの選定は問題設定に大きく依存することが改めて確認された。今回のような設計のパラメータ空間の大規模であり、評価関数が低コストの場合は TPE のほうが実用的であると考えられる。

強化学習や深層学習を利用するアプローチも可能であるが、現在よりも学習に計算リソースが必要であること、モデルの選定、それ自体のハイパーパラメータ調整が必須となり、現時点では実装コストや計算リソースが大きいという課題があるため今回は使用していない。評価関数の計算量や時間との比率でのトレードオフであり、より高コストの物理シミュレーションや実際の加速器運転データをモデル化する場合などは有効であると考えられる。

²Intel Xeon Platinum 8490H, Sapphire Rapids, 1.90 GHz – 3.50 GHz

第 6 章

最適化結果と議論

上記までに述べたシミュレーションと機械学習による最適化による結果について、定量的な評価および物理的な考察を行う。まず、最適化プロセスの履歴やパラメータ空間の収束挙動を示し、続いて最終的に得られた陽電子捕獲効率をもとに従来手法との比較を行う。さらに、得られたパラメータ依存性を詳細に読み解くことで、本研究が提案する設計指針の妥当性と将来的な拡張可能性を論じる。

6.1 最適化プロセスの履歴とパラメータ空間の収束

図 6.1 に横軸に試行回数（トライアル）、縦軸に目的関数、この場合はアクセプタンス内に得られた陽電子の個数を表す最適化履歴の一例を示す。青い点が各試行における目的関数の値で、実線は目的関数の各時点での最大値を結んだものである。この図が示すように、TPE アルゴリズムにおいては初期の 500 トライアルほどは評価関数が大きく向上し、5000 トライアルほどである程度収束している。初期段階ではパラメータがランダムに近い形でサンプリングされるため、捕獲用電子数は大きく乱高下するが、試行回数が増えるに従って捕獲用電子数の最大値が持続的に更新され、最終的に十分安定したところで収束が見られる。

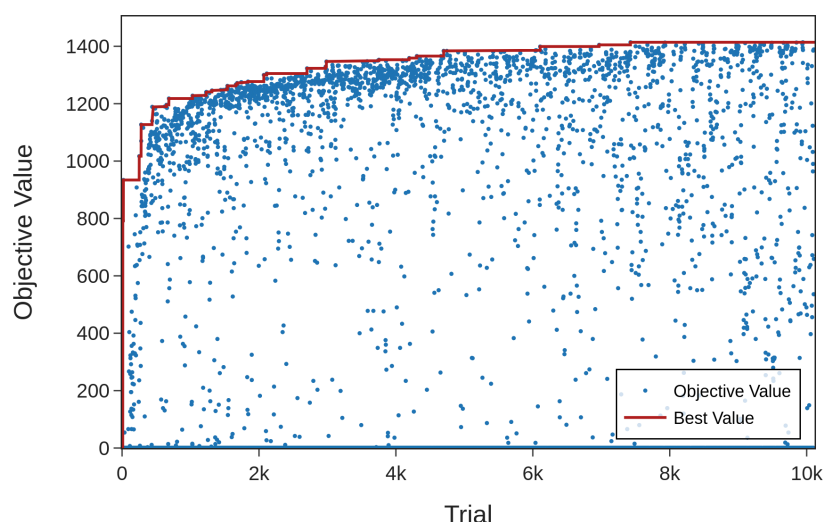


図 6.1 捕獲陽電子数の最適化プロセスの履歴。

この最適化により得られた目的関数の最大値は 1483 となり、この値は陽電子捕獲効率 $\eta = 1.48$ に相当する。過去の手動での逐次的チューニングによって得られた陽電子捕獲効率である $\eta = 1.20$ [35] を 23% 上回る結果となった。

また、手動最適化では1週間程度を要する最適化であったが、TPE ベースの手法では同一の一般的なコンピュータで15 スレッドの並列化も駆使することで約半日から一日で同等以上の成果が得られた。HPC リソースを使用し100 スレッドの並列化を利用した場合は2-3 時間程度で最適化が可能となった。

6.2 パラメータ依存性の分析

図 6.2 に各最適化パラメータと目的関数 (捕獲陽電子数) の依存性を示す。各図の横軸はパラメータの値で、縦軸は目的関数。点の色は試行回数を表しており、薄い色は試行回数が少ない場合で、濃くなるに従い試行回数が多くなる。図は各々 a) Booster の RF 位相、b) Booster の L-band 空洞の電圧、c) 最初のシケインの偏向角、d) ダンピングリングの z 中心位置、e) ECS chicane の偏向角、f) ECS の RF 位相、g) ECS のピーク電圧、h) 最初のシケインの設計モーメント、i) FODO の QF の K 値、j) FODO の QD の K 値、について表示している。b) Booster の空洞電圧 (L-band) は 18.4 MV 程度が捕獲効率が最大であり、それ以上のところで急激に下がっている。この理由は、電圧を上げると、加速エネルギーを一定に保つためにビームが乗る位相がクレストからずれて、エネルギー広がりが増大することが原因と考えられる。また、i) を見ると、ブースター入射部、シケイン付近に設置された FODO (Focus-Drift-Defocus-Drift) の四極電磁石のは弱くしても影響は少ないが、強くしすぎると効率が下がることがわかる。これは粒子のエネルギー分布が広がっており、強くすると運動量の小さい粒子が過収束されて軌道が発散することが原因であると考えられる。同様の傾向は h) の基準モーメントにも表れている。この基準モーメントによりブースターの光学設計が決まるが、実際の平均運動量は 220 MeV/c 付近だが、それを大幅に下げた値のほうが陽電子捕獲効率が高くなることが分かった。これはエネルギー分布の裾野部分にある低エネルギーの陽電子が効率よく取り込めることでより多くの陽電子が捕獲できるようになったからだと考えられる。これは先行研究のアプローチでは考慮されていない範囲であり、機械学習による大域探索によりこれまで注目されていなかったパラメータ領域が効果的に浮上した例といえる。

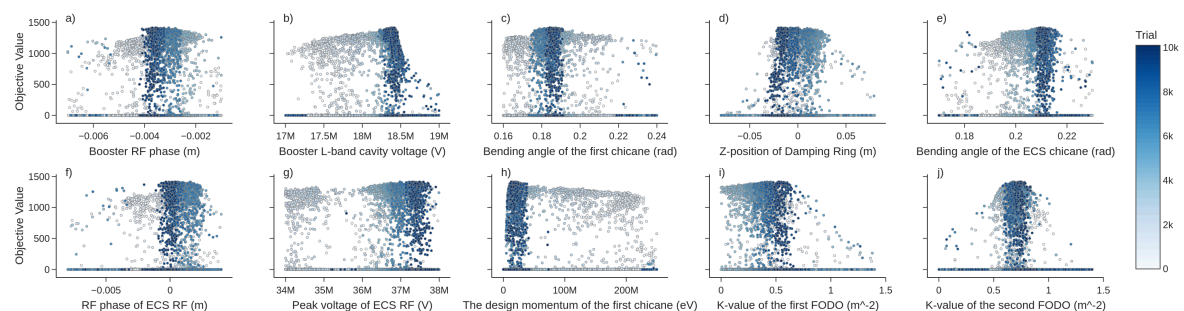


図 6.2 最適化パラメータと捕獲陽電子数の関係を示すスライスプロット。濃い青色ほど大きいトライアル回数であることを示す。a) Booster の RF 位相。b) Booster の L-band 空洞の電圧。c) 最初のシケインの偏向角。d) ダンピングリングの z 中心位置。e) ECS chicane の偏向角。f) ECS の RF 位相。g) ECS のピーク電圧。h) 最初のシケインのモーメント。i) FODO の QF の K 値。j) FODO の QD の K 値。

6.3 結果の議論と今後の展望

以上のように、ILC 電子ドライブ陽電子源の全体最適化に向け、機械学習、とくにブラックボックス最適化に属する TPE アルゴリズムを中心とした大規模シミュレーションベースの最適化フレームワークを構築し、実際のパラメータ探索を試みた。その結果、従来の手動パラメータチューニングに比べ、はるかに効率的に高次元のパラメータ空間を探索し、物理的に矛盾のない最適解を見出すことに成功した。捕獲効率の点では約 20–30% 以上の改善が見込まれ、これは陽電子源のダウンストリームであるダンピングリングやメインライナックへの入力ビーム品質とルミノシティ向上に直結する重要な成果である。

ただし、実機への適用にあたっては、最適パラメータセットが示唆する高電圧や強磁場が容易に実装可能か、あるいはビームローディングの過渡応答やターゲット材料の熱負荷に対して余裕を持った運用領域を確保できるかといった設計安全性の検討が必須である。また、本研究では評価関数を陽電子捕獲率にほぼ一元化したのが、最適化の指標としては加速器全体のエミッタンスや、さらには装置の製造・運用コストや故障リスクなどの工学的観点を含めた多目的最適化 (Multi-objective Optimization) へ拡張することも考えられる。さらに、強化学習や半教師あり学習など深層学習型のサロゲートモデルを導入することで、シミュレーションコストがさらに高い系にも有効に適用できる可能性がある。

今後は、実験的検証の機会をとらえながら、プロトタイプ機への導入やバンチごとの動的制御を含めたリアルタイム最適化への適用など、より先端的な技術開発へと発展していくことが期待される。ILC のような大規模な国際プロジェクトでは、多くの研究機関や企業が参画し、システム全体の設計余裕度やコスト制約、保守性・安全性に対する要請も高度化していくため、今回提案した機械学習とシミュレーションの連携的アプローチは、今後さらなる普及と高度化が見込まれる。総じて、本章の成果は、次世代加速器設計における機械学習活用の実用性を示すと同時に、ILC 電子ドライブ陽電子源の高性能化に向けた有力な方策としての意義を持つと結論づけられる。

第7章

結論

今回の手法を用いて、計10パラメータを対象として最適化を実行した結果、従来の手法で1.20であった陽電子捕獲率を1.48へと23%の向上を実現した。これは全体最適化が可能になったことや、人間が想定していなかったパラメータの範囲も探索することによるものである。また、並列化を駆使することで最適化に必要な時間が一桁程度減少した。これを元に加速器のより効率的な別の新たな設計パラメータが示唆された。また、大電流のマルチバンチビーム加速においてビームの不安定化につながる過渡的ビームローディングの補償のための解析的手法とシミュレーション手法による評価も取り組み、安定した加速が可能であることを示した。

粒子加速器設計における機械学習技術の適用はまだ少なく、全体最適化を目指す手法の開発はこれからの加速器製造および運転のコストを減らすことに有用である。以上の結果は加速器の特に設計における、高忠実なモデルで、より広いパラメータ空間を探索し局所解を回避することで、より包括的な大域的最適化が機械学習で可能であることを示している。

謝辞

本研究を行うにあたり、まず指導教員の栗木雅夫さんに深く感謝いたします。加速器物理学の基礎から研究内容、さらに多くの国内・国際学会や国際スクールにも参加する機会をいただき、広範囲にわたるご指導をいただきました。また、榎本嘉範さんや高橋徹さんをはじめとする ILC 陽電子源グループの皆様には、シミュレーションに使用するデータをご提供いただいただけでなく、研究内容に関するアドバイスを惜しみなく頂戴し、問題にぶつかるたびに大きな力となってくださいました。さらに、Liptak Zachary John さんや田地野浩希さんをはじめ加速器物理学研究室の皆様には、研究活動のみならず、日常のさまざまな場面で温かいご支援とご助力を賜りました。大学院での研究活動を支えてくれた家族にも、改めてこの場を借りて感謝の意を表します。最後になりますが、本研究に関わり、お力添えをいただいたすべての皆様に、心より御礼申し上げます。

参考文献

- [1] T. Behnke et al., “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary,” 2013, [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1306.6327>
- [2] H. Baer et al., “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics.” [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1306.6352>
- [3] C. Adolphsen et al., “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.II: Accelerator Baseline Design.” [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1306.6328>
- [4] K. Fujii et al., “Physics Case for the 250 GeV Stage of the International Linear Collider,” 2018, [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1710.07621>
- [5] G. Moortgat-Pick et al., “Physics at the $e^+ e^- e^+ e^-$ linear collider”, The European Physical Journal C, vol. 75, no. 8, Aug. 2015, doi: 10.1140/epjc/s10052-015-3511-9.
- [6] G. Aad et al., “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” Physics Letters B, vol. 716, no. 1, pp. 1–29, Sep. 2012, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [7] S. Chatrchyan et al., “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” Physics Letters B, vol. 716, no. 1, pp. 30–61, 2012, doi: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- [8] M. E. Peskin, “Comparison of LHC and ILC Capabilities for Higgs Boson Coupling Measurements.” [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1207.2516>
- [9] 高エネルギー加速器研究機構, “国際リニアコライダーの技術開発を推進 「ITN インフォメーション会議」に 28 研究機関が参加,” KEK トピックス, 2023, [Online]. Available: <https://www.kek.jp/ja/topics/202310191530>
- [10] A. Collaboration, D. Collaboration, L. Collaboration, O. Collaboration, and the LEP Higgs Working Group, “Search for Charged Higgs bosons: Preliminary Combined Results Using LEP data Collected at Energies up to 209 GeV.” [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0107031>
- [11] Future Circular Collider Study, “FCC-ee: The Lepton Collider,” The European Physical Journal Special Topics, vol. 228, no. 2, pp. 261–623, 2019, doi: 10.1140/epjst/e2019-900045-4.
- [12] T. C. S. Group, “CEPC Technical Design Report – Accelerator (v2).” [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/2312.14363>
- [13] “2020 Update of the European Strategy for Particle Physics.” [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/2721370>

- [14] V. Bharadwaj et al., “Design Issues for the ILC Positron Source,” 2005, pp. 3230–3232. doi: 10.1109/PAC.2005.1591422.
- [15] T. Xu, M. Kuriki, P. Piot, and J. G. Power, “Damping-ring-free electron injector proposal for future linear colliders,” *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 26, no. 1, p. 14001, Jan. 2023, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.26.014001.
- [16] T. Xu et al., “Demonstration of eigen-to-projected emittance mapping for an ellipsoidal electron bunch,” *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 25, no. 4, p. 44001, Apr. 2022, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.044001.
- [17] I. Chaikovska et al., “Positron sources: from conventional to advanced accelerator concepts-based colliders,” *Journal of Instrumentation*, vol. 17, no. 5, p. P5015, May 2022, doi: 10.1088/1748-0221/17/05/p05015.
- [18] G. Alexander et al., “Undulator-based production of polarized positrons,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 610, no. 2, pp. 451–487, 2009, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.07.091>.
- [19] S. Riemann, P. Sievers, G. Moortgat-Pick, and A. Ushakov, “Updated status of the undulator-based ILC positron source.” [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/2002.10919>
- [20] G. Moortgat-Pick, S. Riemann, P. Sievers, and C. Tenholt, “R&D for Positron Sources at High-Energy Lepton Colliders.” [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/2309.02153>
- [21] T. Omori et al., “Design of a polarized positron source for linear colliders,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 500, no. 1, pp. 232–252, 2003, doi: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01985-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01985-X).
- [22] T. Omori et al., “Development of Rotating Target with Ferrofluid Seal for ILC Electron-Driven Positron Source.” [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/2407.00587>
- [23] T. Omori et al., “A conventional positron source for international linear collider,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 672, pp. 52–56, 2012, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.12.032>.
- [24] Y. Seimiya et al., “Positron capture simulation for the ILC electron-driven positron source,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2015, no. 10, p. 103, 2015, doi: 10.1093/ptep/ptv136.
- [25] M. Kuriki et al., “Electron Driven ILC Positron Source With Low Gradient Capture Cavities,” in *Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, 2016, pp. 208–212. [Online]. Available: https://www.pasj.jp/web_publish/pasj2016/proceedings/PDF/WEOM/WEOM06.pdf

- [26] M. Kuriki et al., “A design of ILC E-driven positron source,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2420, no. 1, p. 12006, Jan. 2023, doi: 10.1088/1742-6596/2420/1/012006.
- [27] S. Agostinelli et al., “Geant4—a simulation toolkit,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003, doi: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [28] S. van der Geer and M. de Loos, “General Particle Tracer (GPT).” [Online]. Available: <https://www.pulsar.nl/gpt/>
- [29] High Energy Accelerator Research Organization (KEK), “Strategic Accelerator Design (SAD).” [Online]. Available: <https://acc-physics.kek.jp/SAD/>
- [30] H. Nagoshi et al., “A design of an electron driven positron source for the international linear collider,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 953, p. 163134, 2020, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163134>.
- [31] M. James, R. Donahue, R. Miller, and W. Nelson, “A new target design and capture strategy for high-yield positron production in electron linear colliders,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 307, no. 2, pp. 207–212, 1991, doi: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90184-R](https://doi.org/10.1016/0168-9002(91)90184-R).
- [32] M. Kuriki et al., “Beam Loading Compensation of Traveling Wave Linac to a Multi-bunch Pulse with Gaps,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2687, no. 2, p. 22012, Jan. 2024, doi: 10.1088/1742-6596/2687/2/022012.
- [33] E. Vogel et al., “Beam loading compensation using real time bunch charge information from toroid monitor at flash,” in *2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC)*, 2007, pp. 2074–2076. doi: 10.1109/PAC.2007.4441154.
- [34] X. Xu and J. Ma, “Simulation Analysis of LLRF Feedforward Compensation to Beam Loading for CiADS LINAC,” in *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19)*, in *International Particle Accelerator Conference*. JACoW Publishing, 2019, pp. 2027–2029. doi: 10.18429/JACoW-IPAC2019-TUPTS045.
- [35] 田地野浩希, “ILC 陽電子源の設計およびキャプチャーライナックにおけるビームローディング補償の研究.” 2023 年度修士論文, 2024.
- [36] G. Mitsuka, S. Kato, N. Iida, T. Natsui, and M. Satoh, “Machine-learning approach for operating electron beam at KEK electron/positron injector linac,” *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 27, no. 8, p. 84601, Aug. 2024, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.27.084601.
- [37] J. Kaiser et al., “Reinforcement learning-trained optimisers and Bayesian optimisation for online particle accelerator tuning,” *Scientific Reports*, vol. 14, no. 1, p. 15733, Jul. 2024, doi: 10.1038/s41598-024-66263-y.

- [38] A. Edelen and X. Huang, “Machine Learning for Design and Control of Particle Accelerators: A Look Backward and Forward,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 74, no. Volume74, 2024, pp. 557–581, 2024, doi: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-121423-100719>.
- [39] J. Spall, “Implementation of the simultaneous perturbation algorithm for stochastic optimization,” *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol. 34, no. 3, pp. 817–823, 1998, doi: 10.1109/7.705889.
- [40] J. Bergstra, R. Bardenet, Y. Bengio, and B. Kégl, “Algorithms for Hyper-Parameter Optimization,” in *Advances in Neural Information Processing Systems*, J. Shawe-Taylor, R. Zemel, P. Bartlett, F. Pereira, and K. Weinberger, Eds., Curran Associates, Inc., 2011, p. . [Online]. Available: https://proceedings.neurips.cc/paper_files/paper/2011/file/86e8f7ab32cfd12577bc2619bc635690-Paper.pdf
- [41] T. Akiba, S. Sano, T. Yanase, T. Ohta, and M. Koyama, “Optuna: A Next-Generation Hyperparameter Optimization Framework,” in *The 25th ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery & Data Mining*, 2019, pp. 2623–2631.