

DESY-17-155  
KEK Preprint 2017-31  
LAL 17-059  
SLAC-PUB-17161  
October 2017

## Physics Case for the 250 GeV Stage of the International Linear Collider

LCC PHYSICS WORKING GROUP

KEISUKE FUJII<sup>1</sup>, CHRISTOPHE GROJEAN<sup>2,3</sup>, MICHAEL E. PESKIN<sup>4</sup>  
(CONVENERS); TIM BARKLOW<sup>4</sup>, YUANNING GAO<sup>5</sup>, SHINYA KANEMURA<sup>6</sup>,  
HYUNGDO KIM<sup>7</sup>, JENNY LIST<sup>2</sup>, MIHOKO NOJIRI<sup>1,8</sup>, MAXIM PERELSTEIN<sup>9</sup>,  
ROMAN PÖSCHL<sup>10</sup>, JÜRGEN REUTER<sup>2</sup>, FRANK SIMON<sup>11</sup>, TOMOHIKO TANABE<sup>12</sup>,  
JAMES D. WELLS<sup>13</sup>, JAEHOON YU<sup>14</sup>; MIKAEL BERGGREN<sup>2</sup>,  
MORITZ HABERMEHL<sup>2</sup>, SUNGHOON JUNG<sup>7</sup>, ROBERT KARL<sup>2</sup>,  
TOMOHISA OGAWA<sup>1</sup>, JUNPING TIAN<sup>12</sup>; JAMES BRAU<sup>15</sup>,  
HITOSHI MURAYAMA<sup>8,16,17</sup> (EX OFFICIO)

### ABSTRACT

The International Linear Collider is now proposed with a staged machine design, with the first stage at 250 GeV with a luminosity goal of  $2 \text{ ab}^{-1}$ . In this paper, we review the physics expectations for this machine. These include precision measurements of Higgs boson couplings, searches for exotic Higgs decays, other searches for particles that decay with zero or small visible energy, and measurements of  $e^+e^-$  annihilation to  $W^+W^-$  and 2-fermion states with improved sensitivity. A summary table gives projections for the achievable levels of precision based on the latest full simulation studies.

- <sup>1</sup> High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Ibaraki, JAPAN
- <sup>2</sup> DESY, Notkestrasse 85, 22607 Hamburg, GERMANY
- <sup>3</sup> Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, 12489 Berlin, GERMANY
- <sup>4</sup> SLAC, Stanford University, Menlo Park, CA 94025, USA
- <sup>5</sup> Center for High Energy Physics, Tsinghua University, Beijing, CHINA
- <sup>6</sup> Department of Physics, Osaka University, Machikaneyama, Toyonaka, Osaka 560-0043, JAPAN
- <sup>7</sup> Dept. of Physics and Astronomy, Seoul National Univ., Seoul 08826, KOREA
- <sup>8</sup> Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe, University of Tokyo, Kashiwa 277-8583, JAPAN
- <sup>9</sup> Laboratory for Elementary Particle Physics, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA
- <sup>10</sup> LAL, Centre Scientifique d'Orsay, Université Paris-Sud, F-91898 Orsay CEDEX, FRANCE
- <sup>11</sup> Max-Planck-Institut für Physik, Föhringer Ring 6, 80805 Munich, GERMANY
- <sup>12</sup> ICEPP, University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-0033, JAPAN
- <sup>13</sup> Michigan Center for Theoretical Physics, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA
- <sup>14</sup> Department of Physics, University of Texas, Arlington, TX 76019, USA
- <sup>15</sup> Center for High Energy Physics, University of Oregon, Eugene, Oregon 97403-1274, USA
- <sup>16</sup> Department of Physics, University of California, Berkeley, CA 94720, USA
- <sup>17</sup> Theoretical Physics Group, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720, USA

# Contents

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Plan for ILC evolution and staging</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Effective Field Theory approach to precision measurements at <math>e^+e^-</math> colliders</b>	<b>8</b>
<b>4</b>	<b>Measurement of Higgs boson couplings</b>	<b>12</b>
4.1	Basic observables: $\sigma, \sigma \cdot BR$ . . . . .	12
4.2	Expected precisions for Higgs boson couplings in the $\kappa$ formalism . .	14
4.3	Expected precisions for Higgs boson couplings in the EFT formalism	15
4.4	Measurement of the Higgs boson mass and CP . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Comparison of the ILC capabilities for the Higgs boson to the predictions of new physics models</b>	<b>21</b>
5.1	Models of electroweak symmetry breaking and the Higgs field . . . .	21
5.2	Comparisons of models to the ILC potential . . . . .	25
<b>6</b>	<b>Invisible and exotic Higgs decays</b>	<b>27</b>
<b>7</b>	<b>Opportunities for discovering direct production of new particles</b>	<b>29</b>
<b>8</b>	<b><math>e^+e^- \rightarrow W^+W^-</math> at 250 GeV</b>	<b>31</b>
<b>9</b>	<b>Two-fermion production at 250 GeV</b>	<b>34</b>
<b>10</b>	<b>Program of the ILC beyond 250 GeV</b>	<b>36</b>
<b>11</b>	<b>Conclusions</b>	<b>38</b>
<b>A</b>	<b>Projected ILC physics measurement uncertainties</b>	<b>40</b>



# 1 Introduction

The International Linear Collider (ILC) is a linear electron-positron collider planned for physics exploration and precision measurements in the energy region of 200–500 GeV. This report summarizes the expectations for measurements of the Higgs boson and searches for physics beyond the Standard Model in the program of this accelerator at 250 GeV in the center of mass.

The physics potential of the ILC is known to be very impressive. A detailed accounting of the expectations for this machine was presented in 2013 as a part of the ILC Technical Design Report [1, 2] and in white papers prepared for the American Physical Society’s study of the future of US particle physics (Snowmass 2013) [3–6]. As the ILC experiments have been studied in more detail, our Working Group has published updated expectations for the general ILC program [7] and for the direct search for new particles at this collider [8].

In the past year, the program of the ILC has been reshaped in the expectation of an international agreement and start of construction. The Linear Collider Collaboration has recast the project as a staged program with the first stage at 250 GeV [9]. This would significantly lower the initial cost of the machine and provide a focused, nearer-term goal for the project. In this approach, the 250 GeV stage of the ILC needs to be justified on its own merit rather than as a part of a broader program that includes running at higher energies. At the same time, new studies have revealed a very strong physics potential for the 250 GeV stage of the ILC that was not specifically emphasized in the reports cited above. The purpose of this article is to summarize the case for the 250 GeV machine stage as it is understood today. We will see that there is a compelling physics case for the ILC that applies already at its 250 GeV stage.

Section 2 of this report updates the 2015 report on ILC operating scenarios [10], giving estimates of time vs. integrated luminosity for an ILC project with 250 GeV, top quark threshold, and 500 GeV stages.

The most important objective of a 250 GeV  $e^+e^-$  collider is to make precision measurements of the couplings of the 125 GeV Higgs boson to vector bosons, quarks, and leptons. Unlike the situation at proton colliders, all of the major Standard Model decay modes of the Higgs boson will be individually identifiable in  $e^+e^-$  experiments. This means that it is possible to extract the absolute strengths of Higgs boson couplings to high precision in a model-independent analysis. In Sections 3 and 4 of this report, we will explain how this can be done and give projected errors for the coupling constant determinations.

The search for new physics beyond the Standard Model is probably the most important goal of particle physics today. The LHC experiments are carrying out

intensive searches for new particle of many types, and dark matter detection experiments add to the variety of searches. Because shifts of the Higgs couplings can be induced by mixing with or loop corrections from very heavy particles, the study of these couplings gives a route to new physics that is essentially orthogonal to these methods. Today, the LHC experiments are probing for large shifts of the Higgs couplings, but, in typical models, the shifts of the Higgs couplings from their Standard Model values are predicted to be small, at the 10% level and below. Thus, high-precision experiments, beyond the expectations for LHC, are needed. *In our opinion, this precision study of the Higgs boson is the most important suggested probe for new physics beyond the Standard Model that is not currently being exploited.* This gives special impetus to the construction of a new accelerator for precision Higgs studies.

Qualitatively different models of new physics predict different patterns of deviation from the Standard Model prediction. If the Higgs couplings can be measured individually with high precision, it is possible to read the pattern and obtain information on the properties of the new physics model. We will expand on this point and present some examples in Section 5.

The Higgs boson provides another possible window into new physics. Potentially, it is easy for the Higgs boson to couple to new particles with no Standard Model interactions, particles that might make up the dark matter or might otherwise be hidden from experiments that rely on other probes. We will review the ILC capabilities for the discovery of invisible and exotic Higgs decays in Section 6.

In Sections 7, 8, and 9, we will discuss the capabilities of a 250 GeV  $e^+e^-$  collider beyond its program on the Higgs boson. Section 7 will review the reach of such a machine for observation of the direct pair production of dark matter particles and other particles difficult to detect at the LHC. In Section 8, we will discuss the new information that will be available from the precision study of  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . In Section 9, we will review the ability of  $e^+e^-$  annihilation to fermion-antifermion pairs at 250 GeV to probe for new boson resonances and quark and lepton substructure.

Finally, in Section 10, we will review very briefly the capabilities of the ILC, after an energy upgrade, for measurements at 350 GeV, 500 GeV, and higher energies. Indeed, the infrastructure of the ILC will support a long future of experiments with  $e^+e^-$  collisions that would build on the success of the first 250 GeV stage.

An appendix gives a table of the projected measurement errors for the most important parameters. We recommend that these are the numbers that should be used in discussions of the ILC physics prospects and in comparisons of the ILC with other proposed facilities.

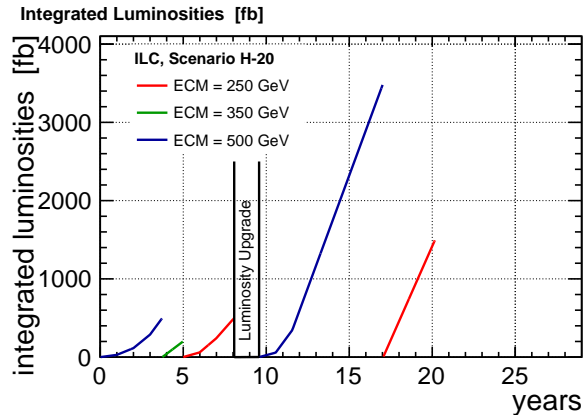


Figure 1: The nominal 20-year running program for the 500-GeV ILC [10].

## 2 Plan for ILC evolution and staging

Following the publication of the ILC Technical Design Report [1, 2, 11–13], a canonical operating scenario was defined for the ILC [10]. This operating scenario assumed the construction of a 500-GeV machine, which within a 20-year period would accumulate integrated luminosities of  $4 \text{ ab}^{-1}$ ,  $2 \text{ ab}^{-1}$  and  $200 \text{ fb}^{-1}$  at center-of-mass energies of 500 GeV, 250 GeV and 350 GeV, respectively, with beam polarizations of  $\pm 80\%$  for the electron beam and  $\pm 30\%$  for the positron beam. Figure 1 shows the time evolution of the data-taking envisioned in [10], starting with operation at 500 GeV. There were three main physics reasons for starting at 500 GeV: first, the ability to use both of the major Higgs boson production processes  $e^+e^- \rightarrow Zh$  and  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$  to measure Higgs couplings; second, the ability to begin precision measurements of the couplings of the top quark, including the direct measurement of the top-Yukawa coupling from  $t\bar{t}h$  production, and third, the ability to exploit the maximal discovery range for new particles.

Nevertheless, a very important part of the ILC physics program relies on data collected in its running at 250 GeV, which already yields a substantial sample of about half a million Higgs bosons tagged with recoiling  $Z$  bosons and subject to very small backgrounds. Using new analyses for reconstructing the various Higgs decay modes and a new, more powerful theoretical approach, to be described in Section 3, we realized that the 250 GeV program alone can already give powerful and model-independent constraints on the Higgs properties. Thus, a staging scenario with a long first stage at 250 GeV makes sense from the point of view of physics. The purpose of this paper is to present this argument in detail.

The detailed plan and accelerator design for the 250 GeV stage of the ILC is described in [9]. In this section, we will discuss the implications of this plan for the

running scenario and luminosity expectations.

Construction of a 250 GeV machine rather than the full 500 GeV machine does change the expectation for the instantaneous luminosity that can be assumed in 250 GeV running. The original running scenario (Fig. 1) relied on the availability of the full cryogenic and radio-frequency power of the 500-GeV machine in order to double the repetition rate from 5 to 10 Hz when operating at 250 GeV. This option is not available when only half of the power is installed in a minimal 250 GeV machine. Therefore the total operating time for accumulating the same integrated luminosities as listed above stretches to 15 years of operation for the 250 GeV stage and to 26 years for the full ILC program. This luminosity evolution is shown in Fig. 2a.

There is a cost-neutral possibility to increase the instantaneous luminosity by focussing the beam more strongly at the IP. This increases the level of beamstrahlung and  $e^+e^-$  pair production. However, the ILC interaction region is designed to cope with operation at 500 GeV and even at 1 TeV. Since beamstrahlung is strongly energy-dependent, its effects at energies lower than these is much reduced, and so there is room for a more aggressive choice of beam parameters at 250 GeV. A revised set of accelerator parameters that implements this luminosity enhancement is presented in Section 5 of [9]. The effect of these new parameters on the run plan is illustrated in Fig. 2b. In this plan, the length of the 250 GeV stage is 11 years and the total operating time for the full program is only slightly longer than the original 20 years. The exact effects of the new beam parameters on the detectors and the physics measurements, taking account of the new beam energy spectrum and pair background, still need to be evaluated quantitatively. All physics studies quoted in this document are performed with the TDR parameters and thus apply strictly speaking to the case shown in Fig. 2a. Nevertheless, we expect the differences to be small and are optimistic that similar results will be found with the new beam parameters corresponding to Fig. 2b.

It is well documented that beam polarization plays an essential role in the physics program of the ILC at higher energies [2]. As will be discussed in the following sections, the ability of the ILC to measure the dependence of cross sections on beam polarization is very important also for Higgs physics at 250 GeV. In [10], the fractions of integrated luminosity dedicated to each of the four possible sign combinations were proposed for each center-of-mass energy. For operation at 250 GeV, fractions of (67.5%, 22.5%, 5%, 5%) were foreseen for  $(-+, +-, --, ++)$ , where the first sign applies to the electron beam polarization and the second to that of the positron beam, giving emphasis to the  $-+$  configuration as it has the largest Higgs production cross section. In our new theory framework, the left-right cross-section asymmetry plays an important role. To optimize the measurement of this quantity, we assume in this paper a sharing of (45%, 45%, 5%, 5%) among the various beam polarization choices.



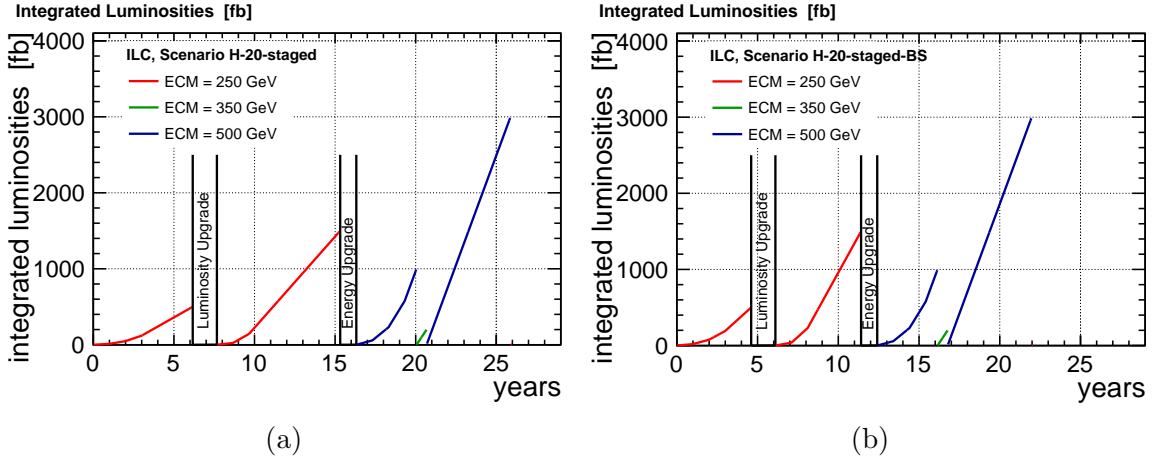


Figure 2: Run plan for the staged ILC starting with a 250-GeV machine under two different assumptions on the achievable instantaneous luminosity at 250 GeV. Both cases reach the same final integrated luminosities as in Fig. 1.

### 3 Effective Field Theory approach to precision measurements at $e^+e^-$ colliders

The goal of the ILC program on the Higgs boson is to provide determinations of the various Higgs couplings that are both high-precision and model-independent.

It is easy to see how this can be achieved for some combinations of Higgs couplings. In the reaction  $e^+e^- \rightarrow Zh$ , the Higgs boson is produced in association with a  $Z$  boson at a fixed lab-frame energy (110 GeV for  $\sqrt{s} = 250$  GeV). Up to small and calculable background from  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  plus radiation, observation of a  $Z$  boson at this energy tags the presence of a Higgs boson. Then the total cross section for  $e^+e^- \rightarrow Zh$  can be measured absolutely without reference to the Higgs boson decay mode, and the various branching ratios of the Higgs boson can be observed directly.

The difficulty comes when one wishes to obtain the absolute strength of each Higgs coupling. The coupling strength of the Higgs boson to  $A\bar{A}$  can be obtained from the partial width  $\Gamma(h \rightarrow A\bar{A})$ , which is related to the branching ratio through

$$BR(h \rightarrow A\bar{A}) = \Gamma(h \rightarrow A\bar{A})/\Gamma_h, \quad (1)$$

where  $\Gamma_h$  is the total width of the Higgs boson. In the Standard Model (SM), the width of a 125 GeV Higgs boson is 4.1 MeV, a value too small to be measured directly from reaction kinematics. So the width of the Higgs boson must be determined indirectly, and this requires a model formalism.

In most of the literature on Higgs boson measurements at  $e^+e^-$  colliders, the width is determined using the  $\kappa$  parametrization. One assumes that the Higgs coupling to

each species  $A$  is modified from the SM value by a multiplicative factor  $\kappa_A$ . Then, for example,

$$\frac{\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)}{SM} = \kappa_Z^2, \quad \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)}{SM} = \kappa_Z^2. \quad (2)$$

where  $SM$  denotes the SM prediction. The  $e^+e^-$  environment offers a sufficient number of measurements to determine all of the relevant parameters  $\kappa_A$ . In particular, the ratio

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)/BR(h \rightarrow ZZ^*) \quad (3)$$

is independent of  $\kappa_Z$  and directly yields the Higgs width. However, at the 250 GeV ILC even with  $2 \text{ ab}^{-1}$  of data, the statistics to measure  $BR(h \rightarrow ZZ^*)$  is limited, and so the precision of the width determination is compromised. In the earlier literature, including [3, 7], this problem was solved by using data from higher energies, making use of the  $W$  fusion reaction and the larger and more precisely measurable branching ratio  $BR(h \rightarrow WW^*)$ .

There is a more serious problem with the  $\kappa$  formalism: It is not actually model-independent. In principle, the Higgs boson can have couplings to  $ZZ$  with two different structures,

$$\delta\mathcal{L} = \frac{m_Z^2}{v}(1 + \eta_Z)hZ_\mu Z^\mu + \zeta_Z \frac{1}{v}hZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}. \quad (4)$$

Here the coefficients  $\eta_Z$ ,  $\zeta_Z$  represent independent corrections due to new physics effects.\* The Higgs boson coupling to  $WW$  has a similar structure, with parameters  $\eta_W$ ,  $\zeta_W$ . In the  $\kappa$  formalism, the couplings  $\zeta_Z, \zeta_W$  are assumed to be zero. The operator multiplying  $\zeta_Z$  is momentum-dependent, so the effect of this term depends on the momentum configuration of the vector bosons. Indeed, for a 125 GeV Higgs boson and  $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ ,

$$\begin{aligned} \Gamma(h \rightarrow ZZ^*)/SM &= (1 + 2\eta_Z - 0.50\zeta_Z) \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)/SM &= (1 + 2\eta_Z + 5.7\zeta_Z). \end{aligned} \quad (5)$$

Then the  $Z$  coupling information does not cancel out of (3) and so this ratio does not determine the Higgs width unambiguously.

There is an attractive solution to this problem. The fact that the LHC experiments have not yet observed new particles due to physics beyond the SM suggests that these particles are heavy, with masses above 500 GeV for electroweakly coupled states and above 1 TeV for strongly interacting states. If indeed new particles are sufficient heavy, we can describe the physics of the 125 GeV Higgs boson by integrating these particles out of the Lagrangian and replacing their effects by an expansion in operators

---

\*In principle, additional structures can be formed by making  $\eta_Z$  and  $\zeta_Z$  functions of momentum. However, (4) is the most general structure that appears in the SM perturbed by dimension-6 operators only, a restriction that we will make below.

built of Standard Model fields. The SM itself is the most general gauge-invariant Lagrangian built of SM fields with operators of dimension up to 4. Corrections to the SM are then described by the addition of operators of dimension 6 and higher. If the minimum mass of the new particles is  $M$ , operators of dimension 6 will have coefficients proportional to  $m_h^2/M^2$ . These represent the first order in an expansion in  $m_h^2/M^2$ . Possible operators of dimension 8 and higher are multiplied by additional factors of  $m_h^2/M^2$ . It is then suggested to parametrize the effects of the most general new physics on the Higgs boson by writing an effective Lagrangian that consists of the SM Lagrangian plus the most general set of  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -invariant dimension-6 operators. This is called the Standard Model Effective Field Theory (EFT) formalism.

The EFT formalism has been accepted by the LHC community as the best way to parametrize deviations from the SM in Higgs physics and in vector boson interactions that might be observed at the LHC [14]. The advantage of this approach for the LHC experiments is that it provides a precise theoretical formalism in which radiative corrections can be computed. This is important at the LHC, because Higgs signatures often require suppressed decay modes with contributions from different basic couplings (for example, dileptons in the final state), and because quantitative predictions for QCD processes require NLO corrections. However, it is difficult to use this formalism in a completely general way at the LHC. The most important difficulty is that the number of possible dimension 6 operators is very large. There are 59 dimension-6 operators that can be added to the SM Lagrangian even if we restrict ourselves to one generation of fermions and to baryon number-conserving operators. Most of these involve quark and gluon fields and are relevant to LHC reactions.

For reactions that involve only SM vector bosons, Higgs bosons, and light leptons, the number of possible operators is much smaller, though still sizable. In [15], it is argued that the most general effects of high-mass new physics on these reactions can be parametrized by 10 dimension-6 operators.<sup>†</sup> The same 10 operators parametrize the new physics contributions to precision electroweak observables and to observables in  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . There are sufficient measurements available to an  $e^+e^-$  collider to determine all 10 parameters without significant degeneracies. This gives a unified formalism for testing the SM, one that brings together the full set of measurements available at an  $e^+e^-$  collider. Inclusion of on-shell Higgs decays brings in 7 additional operators. Measurement of Higgs decays allows the coefficients of these additional operators to be determined also. Fits to prospective  $e^+e^-$  collider data using the EFT formalism have been presented in [16–19]. The last of these papers emphasizes the completeness of the 17-parameter model and the ability to fit the 17 parameters simultaneously using the expected data set from  $e^+e^-$  colliders.

---

<sup>†</sup>Of these 10 operators, 1 shifts the triple- and quadruple-Higgs couplings but does not affect single-Higgs processes at the tree level.

An illustration of the power of this formalism is given by the answer to the question posed at the beginning of this section. The problem, again, is that the  $hZZ$  and  $hWW$  couplings each involve two separate kinematic structures whose coefficients must be separately determined. The EFT formalism contains coefficients of dimension-6 operators that contribute to the  $\eta_{Z,W}$  and  $\zeta_{Z,W}$  parameters defined in (4). However, the  $SU(2) \times U(1)$ -invariance of the EFT Lagrangian leads to relations between the coefficients for  $Z$  and  $W$ . These relations are not simple, but they turn out to be very constraining. For the  $\eta$  parameters,

$$\begin{aligned}\eta_W &= -\frac{1}{2}c_H + 2\delta m_W - \delta v \\ \eta_Z &= -\frac{1}{2}c_H + 2\delta m_Z - \delta v - c_T,\end{aligned}\tag{6}$$

where the  $c_i$  are coefficients of dimension-6 operators,  $\delta m_W$ ,  $\delta v$ , and  $\delta m_Z$  are combinations of these coefficients that shift the parameters  $m_W$ ,  $G_F$ , and  $m_Z$  (and are constrained by the measured values of those quantities), and  $c_T$  is essentially the  $T$  parameter of precision electroweak formalism [20] and is constrained to be small by precision electroweak measurements. Similarly,

$$\begin{aligned}\zeta_W &= (8c_{WW}) \\ \zeta_Z &= \cos^2 \theta_w(8c_{WW}) + 2\sin^2 \theta_w(8c_{WB}) + (\sin^4 \theta_w / \cos^2 \theta_w)(8c_{BB}),\end{aligned}\tag{7}$$

in which the parameters  $c_{WB}$ ,  $c_{BB}$  also contribute to  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  and the Higgs decays to  $\gamma\gamma$  and  $Z\gamma$  and so can be strongly constrained. The network of constraints essentially reduces the problem to be solved by ILC Higgs measurements to the determination of the two parameters  $c_H$ ,  $c_{WW}$  using measurements of the process  $e^+e^- \rightarrow Zh$  and the decay  $h \rightarrow WW^*$ . For both reactions, there will be ample statistics at the 250 GeV ILC. A particular feature of interest is that new Higgs observables not previously considered in ILC studies become relevant. In particular, the polarization asymmetry and angular distributions in  $e^+e^- \rightarrow Zh$  turn out to put very strong constraints on  $\zeta_Z$  or  $c_{WW}$  [19].

Remarkably, then, the EFT formalism, applied to the  $e^+e^-$  world, realizes in a very beautiful way the hopes put forward by its proponents in the LHC world. It provides a single formalism that knits together constraints from precision electroweak measurements and from all of the processes, not only Higgs processes, that are measured in high-energy  $e^+e^-$  reactions. The number of free parameters, describing the most general new physics perturbation, is large but manageable, and all relevant parameters can be determined independently. Although second-order electroweak corrections to already small perturbations are not obviously relevant, the formalism also provides a Lagrangian setting in which radiative corrections can be computed unambiguously. This formalism thus provides a powerful method for stringent tests of the SM and, we hope, discovery of new, beyond-SM effects.

## 4 Measurement of Higgs boson couplings

In the SM, all of the Higgs boson couplings are predicted in terms of the value of the mass of Higgs boson, which is now known to 0.2% accuracy at the LHC [21]. The observation of any deviation from these predictions would imply new physics beyond the Standard Model. As was already noted, and will be discussed further in Section 5, the expectations for deviations are small in typical BSM scenarios. It is thus one of the main goals for a future  $e^+e^-$  collider is to achieve O(1%) precision in the measurement of Higgs boson couplings. This goal has been demonstrated to be achievable at the ILC [2, 3, 7, 10] for the running scenarios with a baseline of  $\sqrt{s} = 500$  GeV, based on full detector simulations for most of the observables.

Thus we focus here on the prospects for the measurement of Higgs boson couplings at the 250 GeV stage of ILC assuming a total integrated luminosity of  $2 \text{ ab}^{-1}$ .

In this section we will first introduce the basic observables that are used to fit for Higgs boson couplings. We will also discuss the expected precisions of branching ratios, which can be determined free of any theory assumptions. To quote absolutely normalized couplings, we need to determine the Higgs boson width, and this requires a theory framework. We will discuss the width determination in the  $\kappa$  and EFT formalisms described in the previous section, emphasizing the major consequences of the change from  $\sqrt{s} = 500$  GeV to 250 GeV and the new observables that play an important role in the EFT approach. Unless explicitly stated, all numbers shown in this section are for a total integrated luminosity of  $2 \text{ ab}^{-1}$  and for beam polarization sharing as introduced in Section 2.

### 4.1 Basic observables: $\sigma$ , $\sigma \cdot BR$

The SM cross sections for the leading Higgs production processes in  $e^+e^-$  annihilation with  $(P_e, P_p) = (-0.8, +0.3)$  polarized beams are shown in Fig. 3. The process  $e^+e^- \rightarrow Zh$  attains its maximum cross section at  $\sqrt{s} = 250$  GeV, providing about half a million  $Zh$  events from an integrated luminosity of  $2 \text{ ab}^{-1}$ . This allows the precise measurement of the inclusive cross section  $\sigma_{Zh}$ , using the recoil mass technique, and of the rates  $\sigma_{Zh} \cdot BR$  for various decay modes. Up-to-date estimates for measurements of  $\sigma_{Zh}$  and  $\sigma_{Zh} \cdot BR$  are given in the Appendix of [19]. Most notably,  $\sigma_{Zh}$  is measured to 1.0% for both  $(-+)$  and  $(+-)$  initial polarization states at  $\sqrt{s} = 250$  GeV. An example of the recoil mass distribution in the  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  channel is given in Figure 4 (left).

With both  $\sigma_{Zh}$  and  $\sigma_{Zh} \cdot BR$  measured, the absolute branching ratios can be determined independently of any fitting formula. Among the SM branching ratios, the best measured ones would be  $BR_{bb}$  and  $BR_{\tau\tau}$ , with accuracies of 0.89% and 1.4% respectively. If there are O(1%) or larger exotic decay modes, a first hint would

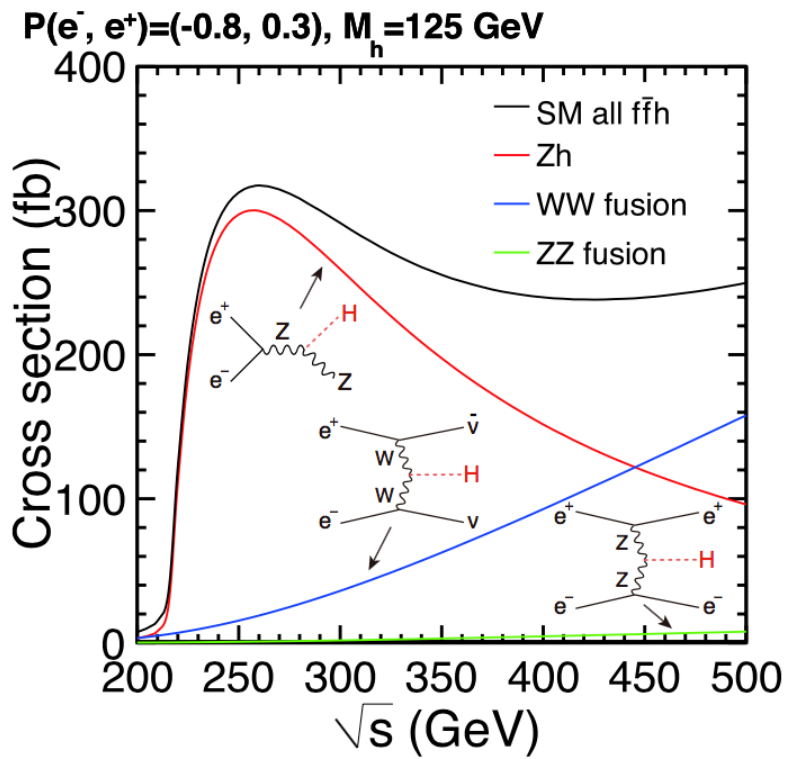


Figure 3: Cross sections for the three major Higgs production processes as a function of center of mass energy, from [2].

already be provided by observing the resulting deviations in  $BR_{bb}$  and  $BR_{\tau\tau}$ . The branching ratios  $BR_{cc}$  and  $BR_{gg}$ , which are very challenging to access directly at the LHC, can be measured to 3.2% and 2.7% respectively.  $BR_{WW}$  and  $BR_{ZZ}$ , which play a special role in the total width determination, can be measured to 1.9% and 6.7% respectively. The branching ratios to the rare decay modes,  $BR_{\gamma\gamma}$  and  $BR_{\mu\mu}$  are limited by available statistics and can be measured only to 13% and 27% respectively.<sup>‡</sup> However, these measurements can be improved by combination with LHC results, since the ratios of branching ratios  $BR_{ZZ}/BR_{\gamma\gamma}$  and  $BR_{\mu\mu}/BR_{\gamma\gamma}$  are expected to be measured at the HL-LHC, with accuracies of 2% and 12% [23, 24], respectively. The fact that  $h$  is produced in recoil against a  $Z$  boson gives sensitivity to invisible decay modes of the Higgs boson sufficient to provide a limit  $BR_{inv} < 0.32\%$  at the 95% C.L. The sensitivity of the 250 GeV program to invisible and exotic Higgs decays will be discussed further in Section 6.

For the  $\sigma_{Zh}$  and  $BR$  measurements, there seems to be no problem in going from  $\sqrt{s} = 500$  GeV to 250 GeV, despite the lower expected luminosity. In fact  $\sigma_{Zh}$  turns out to be better measured at 250 GeV, mainly thanks to the larger cross section and less significant beamstrahlung effect. On the other hand, the lowered energy is expected to have a significant impact on the measurement of the  $WW$  fusion process ( $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ ), the cross section of which becomes almost a factor of 10 smaller. Moreover, due to the limited available phase space at 250 GeV, the missing mass spectrum in the  $\nu\bar{\nu}h$  process is significantly overlapping with that in the  $Zh, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  process, as shown in Figure 4 (right). As a result,  $\sigma_{\nu\nu h} \cdot BR_{bb}$  for the  $(-+)$  polarization state can only be measured to 4.3%. There is a correlation of  $-34\%$  with the  $\sigma_{Zh} \cdot BR_{bb}$  measurement, which is needed to determine  $BR_{bb}$ . This has only a tiny effect on the final result.

## 4.2 Expected precisions for Higgs boson couplings in the $\kappa$ formalism

Using only the basic observables introduced above, all of the Higgs boson couplings can be extracted via a global fit in the  $\kappa$  formalism defined above (2). The total width of the Higgs boson is given by

$$\Gamma_h = \frac{\Gamma_{ZZ}}{BR_{ZZ}} = \frac{\Gamma_{WW}}{BR_{WW}}, \quad (8)$$

where  $\Gamma_{ZZ}$  ( $\Gamma_{WW}$ ) is the partial decay width to  $ZZ^*$  ( $WW^*$ ). In the  $\kappa$  formalism,  $\Gamma_{ZZ}$  ( $\Gamma_{WW}$ ) is determined via  $\kappa_Z$  ( $\kappa_W$ ) from the measurement of  $\sigma_{Zh}$  ( $\sigma_{\nu\nu h}$ ) based on a simple relation,

$$\Gamma_{ZZ} \propto \kappa_Z^2 \propto \sigma_{Zh} \quad (\Gamma_{WW} \propto \kappa_W^2 \propto \sigma_{\nu\nu h}). \quad (9)$$

---

<sup>‡</sup>A promising improvement to the  $BR_{\mu\mu}$  estimate is presented in [22].

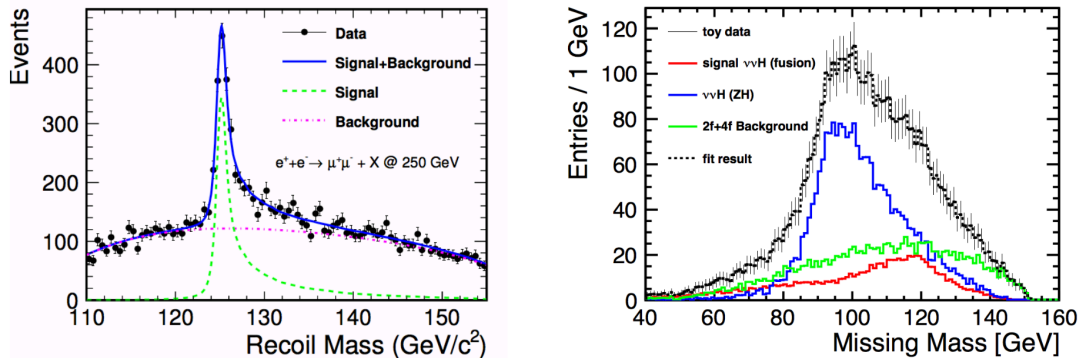


Figure 4: (left) recoil mass spectrum against  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  for signal  $e^+e^- \rightarrow Zh$  and SM background at 250 GeV [25]; (right) missing mass spectrum for the signal  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ ,  $h \rightarrow b\bar{b}$  and the SM background at 250 GeV [26, 27].

All the other couplings ( $\kappa_A$ ) or partial decay widths ( $\Gamma_{AA}$ ), e.g.  $A = b, c, g, \tau, \mu, \gamma$ , are then determined as

$$\kappa_A^2 \propto \Gamma_{AA} = \Gamma_h \cdot BR_{AA}. \quad (10)$$

As seen above,  $BR_{ZZ}$  is only measured to 6.7%, so if only the first half of (8) is used, all Higgs boson couplings (except  $\kappa_Z$ ) would have an uncertainty greater than 3%.  $BR_{WW}$  is 10 times larger than  $BR_{ZZ}$  and so can be measured much more precisely. For this reason, it is well recognized that in the  $\kappa$  formalism the measurement of the  $WW$  fusion cross section  $\sigma_{\nu\nu h}$  along with  $BR_{WW}$  (using the second half of (8)) is crucial for measurement of  $\Gamma_h$  and of all  $\kappa_A$  with  $A \neq Z$ . The expected precisions for Higgs boson couplings in the  $\kappa$  formalism are given in Table 1. We see that, at  $\sqrt{s} = 250$  GeV,  $\kappa_Z$  is determined very precisely, with accuracy of 0.38%, but most other  $\kappa_A$  are determined to no better than  $\sim 2\%$  (limited by  $\sigma_{\nu\nu h}$  and  $BR_{ZZ}$  measurements). An exception is  $\kappa_\gamma$ , which is helped significantly by the fact that the fit makes use of the expected measurement of  $BR_{ZZ}/BR_{\gamma\gamma}$  at the HL-LHC.

### 4.3 Expected precisions for Higgs boson couplings in the EFT formalism

In the EFT formalism, Higgs- $Z$  interaction consists of two distinct Lorentz structures, shown in (4). As explained in the previous section, (9) is violated by the  $\zeta_Z$  terms. Thus, the  $\kappa$  formalism is not model-independent, and it is not as general as the EFT formalism.

However, the EFT formalism allows Higgs boson couplings to be extracted via a much larger global fit. This fit includes not only the basic observables above but also additional observables of the reaction  $e^+e^- \rightarrow Zh$ , as well as observables of electroweak precision physics and  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . These latter measurements can



	ILC250		+ILC500	
	$\kappa$ fit	EFT fit	$\kappa$ fit	EFT fit
$g(hbb)$	1.8	1.1	0.60	0.58
$g(hcc)$	2.4	1.9	1.2	1.2
$g(hgg)$	2.2	1.7	0.97	0.95
$g(hWW)$	1.8	0.67	0.40	0.34
$g(h\tau\tau)$	1.9	1.2	0.80	0.74
$g(hZZ)$	0.38	0.68	0.30	0.35
$g(h\gamma\gamma)$	1.1	1.2	1.0	1.0
$g(h\mu\mu)$	5.6	5.6	5.1	5.1
$g(h\gamma Z)$	16	6.6	16	2.6
$g(hbb)/g(hWW)$	0.88	0.86	0.47	0.46
$g(h\tau\tau)/g(hWW)$	1.0	1.0	0.65	0.65
$g(hWW)/g(hZZ)$	1.7	0.07	0.26	0.05
$\Gamma_h$	3.9	2.5	1.7	1.6
$BR(h \rightarrow inv)$	0.32	0.32	0.29	0.29
$BR(h \rightarrow other)$	1.6	1.6	1.3	1.2

Table 1: Projected relative errors for Higgs boson couplings and other Higgs observables, in %, for fits in the  $\kappa$  and EFT formalisms. The ILC250 columns assume a total integrated luminosity of  $2 \text{ ab}^{-1}$  at  $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ , shared by  $(-+, +-, --, ++)$  = (45%, 45%, 5%, 5%) as described in Section 2. The ILC500 columns assume, in addition, a total integrated luminosity of  $200 \text{ fb}^{-1}$  at  $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ , shared as (45%, 45%, 5%, 5%), and a total integrated luminosity of  $4 \text{ ab}^{-1}$  at  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ , shared as (40%, 40%, 10%, 10%). Three observables at the HL-LHC,  $BR_{\gamma\gamma}/BR_{ZZ}$ ,  $BR_{\gamma Z}/BR_{\gamma\gamma}$  and  $BR_{\mu\mu}/BR_{\gamma\gamma}$ , are included in all of the fits. The effective couplings  $g(hWW)$  and  $g(hZZ)$  are defined as proportional to the square root of the corresponding partial widths. The last two lines give 95% confidence upper limits on the exotic branching ratios. The detailed formulae used in the EFT fit, and the resulting covariance matrix, can be found in [15].

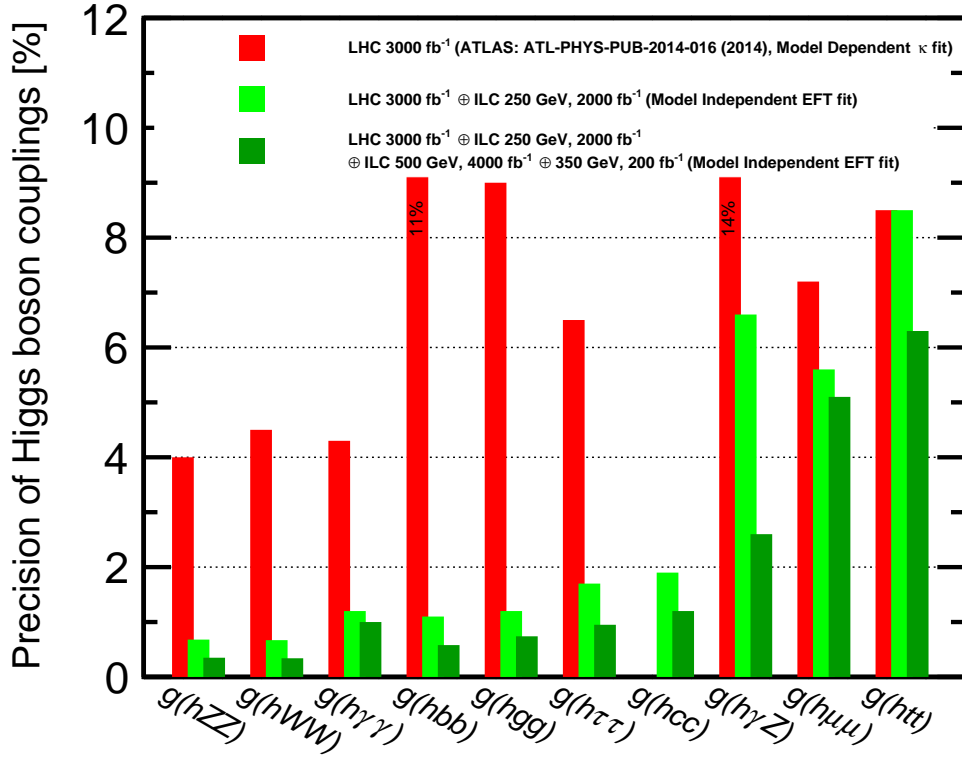


Figure 5: Illustration of the Higgs boson coupling uncertainties from fits in the EFT formalism, as presented in Table 1, and comparison of these projections to the results of model-dependent estimates for HL-LHC uncertainties presented by the ATLAS collaboration [23]. Earlier projections for HL-LHC are summarized in [28].

be included because the EFT Lagrangian is the complete Lagrangian and applies to all processes that occur in  $e^+e^-$  annihilation. Though the number of free parameters is significantly increased, it turns out that each parameter can be well controlled experimentally. Then the EFT improves significantly the measurement of Higgs boson couplings. The detailed strategy is explained in Section 3 and in [15, 19]. The results of Higgs boson coupling precisions based on the fitting program used in [15, 19] are given in Table 1. These results are illustrated and compared to the projections of Higgs coupling uncertainties at HL-LHC from the ATLAS experiment [23] in Fig. 5.

While the EFT coefficients parametrize shifts in the Higgs couplings from massive new particles, the fit that we use also allows Higgs decays to new particles lighter than  $m_h/2$ , manifested both as invisible Higgs decays and as other modes of exotic decay.<sup>§</sup> The small difference with the numbers in [19] comes from the different luminosity sharing among  $(-+, +-, --, ++)$  assumed in the run plan presented in Section 2.

There are many interesting features in the Higgs boson coupling determination in the EFT formalism. It is worth emphasizing a few of them:

- A unique role is played by the inclusive  $Zh$  cross section,  $\sigma_{Zh}$ , enabled by the recoil mass technique. This remains the key element in the determination of the absolute normalization of all Higgs boson couplings. This freedom is mainly captured by the parameter  $c_H$  of the EFT formalism.
- The ratio of partial widths  $\Gamma(h \rightarrow WW^*)/\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)$  is determined very precisely, to  $< 0.15\%$ , mainly thanks to the constraints imposed on the EFT Lagrangian by  $SU(2) \times U(1)$  gauge symmetry. In Table 1, we give values for effective couplings  $g(hWW)$ ,  $g(hZZ)$  defined to be proportional to the square roots of the partial widths. We see that  $g(hWW)$  can be determined as precisely as  $g(hZZ)$  without relying on the  $\sigma_{\nu\nu h}$  measurement using the  $WW$  fusion process. This essentially solves the largest problem in measurement of Higgs boson couplings at  $\sqrt{s} = 250$  GeV. Note that once  $g(hWW)$  and  $g(hZZ)$  are determined,  $\Gamma_h$  and all other couplings  $g(hA\bar{A})$  are determined straightforwardly using (8) and (10).
- In  $e^+e^- \rightarrow Zh$ , new observables making use of both cross section and angular information are included. The information in these observables is contained in two parameters  $a_Z, b_Z$  for each initial polarization state [29]. The parameter  $a_Z$  contains the  $\eta_Z$  term and is essentially identical for the polarizations  $e_L^- e_R^+$  and  $e_R^- e_L^+$ . The parameter  $b_Z$  contains  $\zeta_Z$  or  $c_{WW}$  and also an effect of photon- $Z$  mixing that is predicted by the EFT Lagrangian to depend on  $c_{WW}$  and related parameters. Estimates of the accuracy of the  $a_Z$  and  $b_Z$  measurements

---

<sup>§</sup>It is very conservative at an  $e^+e^-$  collider to allow that as many as 1% of Higgs decays will remain unrecognized as distinct processes. However, we do allow this for the purpose of this fit.

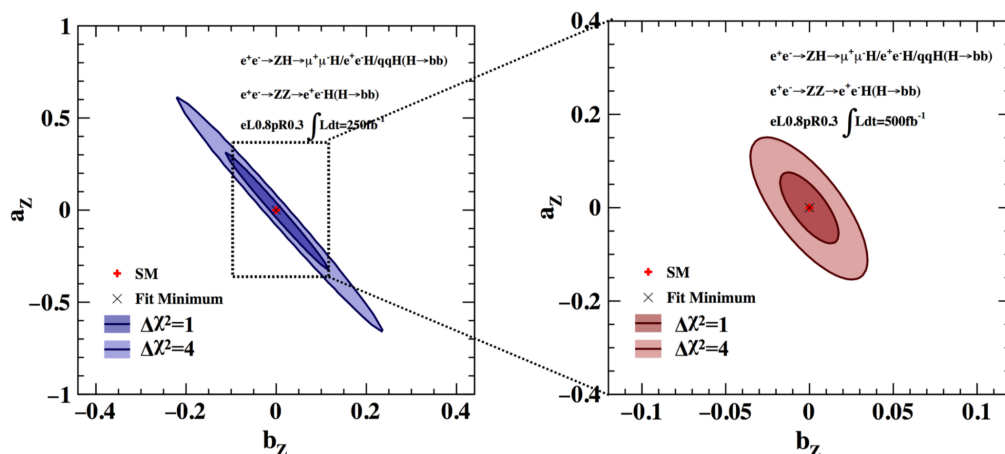


Figure 6: Contour plots for  $a_Z$  versus  $b_Z$  from [29]: for  $\sqrt{s} = 250$  GeV with  $250 \text{ fb}^{-1}$  (left); for  $\sqrt{s} = 500$  GeV with  $500 \text{ fb}^{-1}$  (right).

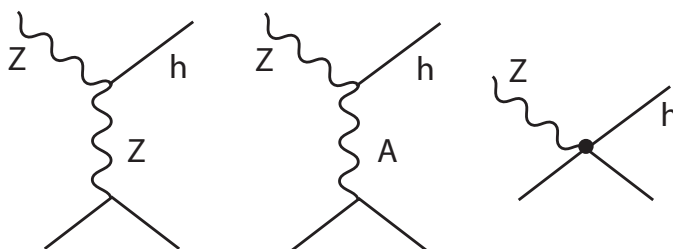


Figure 7: Feynman diagrams contributing to the amplitudes for  $e^+e^- \rightarrow Zh$ .

for individual polarization states, based on full detector simulation described in [29], are given in the Appendix of [19]. It is found that accuracies of the  $a_Z$  and  $b_Z$  determinations at 250 GeV are rather limited compared to that at 500 GeV; see Fig. 6. Luckily, there are other powerful means to help constrain  $c_{WW}$ .

- The photon- $Z$  mixing effect that contributes to  $b_Z$  leads an additional diagram for  $e^+e^- \rightarrow Zh$  with an  $s$ -channel photon instead of a  $Z$ . This diagram is shown in Fig. 7 along with a third diagram that arises from dimension-6 operator vertices. The interference between the first two diagrams is constructive for  $e_L^- e_R^+$  and destructive for  $e_R^- e_L^+$ . Since the mixing effect depends strongly on  $c_{WW}$ , this EFT coefficient can be constrained very well using measurement of the polarization asymmetry in  $\sigma_{Zh}$ . Note that this polarization asymmetry in  $\sigma_{ZH}$  can be determined from using  $\sigma_{Zh} \cdot BR$  measurements (which can be done with hadronic decay modes of the  $Z$ ) as well as from inclusive cross section

measurements (which are dominated by leptonic decays of the  $Z$ ). This allows more of the total data set to be used to constrain  $c_{WW}$ . The overall effect of beam polarizations on the determination of Higgs boson couplings can be found in Table 4 of [19].

- The decays  $h \rightarrow \gamma\gamma$  and  $h \rightarrow Z\gamma$  are loop-induced in the SM, but receive corrections at the tree level from dimension-6 operators. Thus,  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  and  $\Gamma_{Z\gamma}$  are very sensitive to the operator coefficients  $c_{WW}$ ,  $c_{WB}$  and  $c_{BB}$ , the same set of operators that determine  $\zeta_A$ ,  $\zeta_{AZ}$ ,  $\zeta_Z$  and  $\zeta_W$ . The measurements of  $BR_{ZZ}/BR_{\gamma\gamma}$  and  $BR_{\gamma Z}/BR_{\gamma\gamma}$  from the HL-LHC turn out to be very helpful, providing tight constraints on two linear combinations of  $c_{WW}$ ,  $c_{WB}$  and  $c_{BB}$ , even though the projected accuracy for the  $Z\gamma$  decay is only 31% [23]. It will be interesting to study whether any observable at ILC can measure the  $hZ\gamma$  coupling directly to still better accuracy.
- The Triple Gauge Couplings (TGCs) measured in  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  play a very important role in fixing three of the 17 relevant EFT coefficients. So it is important that ILC will dramatically improve the measurement of TGCs over what has been accomplished at LEP2 and LHC. We will discuss this measurement in Section 8 below.
- The rightmost diagram in Figure 7 is induced by contact interactions from dimension-6 operator coefficients that correct the  $Z$ -lepton vertices measured from precision electroweak observables. These parameters appear in  $\sigma_{Zh}$  with very large coefficients, of order  $2s/m_Z^2 \sim 15(60)$  at  $\sqrt{s} = 250(500)$  GeV. It turns out that the constraints on these coefficients is improved over that from the current precision electroweak measurements by the comparison of Higgs cross sections at 250 and 500 GeV.<sup>¶</sup> Alternatively, the EFT fit would be assisted by improvement of precision electroweak measurements, either by direct  $e^+e^-$  running at the  $Z$  pole or by measurements of the polarization asymmetry of the radiative return process  $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ . This is another topic that needs further investigation.

#### 4.4 Measurement of the Higgs boson mass and CP

The uncertainty in the Higgs boson mass ( $\delta m_h$ ) is a source of systematic error for predictions of Higgs boson couplings. In most cases,  $\delta m_h \sim 0.2\%$  would be already sufficient, but this is not true for  $h \rightarrow ZZ^*$  or  $h \rightarrow WW^*$ . It has been pointed out in [30] that

$$\delta_W = 6.9 \cdot \delta m_h, \quad \delta_Z = 7.7 \cdot \delta m_h, \quad (11)$$

---

<sup>¶</sup>The fit described here uses only the current uncertainties in precision electroweak measurements, except for an improvement in the uncertainty in  $\Gamma_W$  to 0.1% expected from ILC measurements of final states in  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ .

where  $\delta_W$  and  $\delta_Z$  are the relative errors for  $g(hWW)$  and  $g(hZZ)$  respectively. At the 250 GeV ILC, the Higgs boson mass can be measured very precisely, with an accuracy of 14 MeV using the leptonic recoil channel as shown in Fig. 4 (left). This results in systematic errors for  $\delta_W$  and  $\delta_Z$  of 0.1%. The study of the new beam parameters discussed in Section 2, which would increase the beamstrahlung effect significantly, should pay attention to this issue.

At the 250 GeV ILC, Higgs CP properties can be probed via the  $h\tau\tau$  coupling,

$$\Delta\mathcal{L}_{h\tau\tau} = -\frac{\kappa_\tau y_\tau}{\sqrt{2}} h\tau^+(\cos\phi + i\sin\phi\gamma_5)\tau^- \quad (12)$$

and the  $hVV$  coupling

$$\Delta\mathcal{L}_{hZZ} = \frac{1}{2}\frac{\tilde{b}}{v} hZ_{\mu\nu}\tilde{Z}^{\mu\nu}. \quad (13)$$

The CP phase  $\phi$  in (12) can be measured with an accuracy of  $3.8^\circ$  [31], and  $\tilde{b}$  in (13) can be measured with an accuracy of 0.5% [29]. The observation of even a small admixture of CP-odd coupling for the Higgs boson would indicate physics beyond the Standard Model, and might give a clue to the CP violation required in models of electroweak baryogenesis.

## 5 Comparison of the ILC capabilities for the Higgs boson to the predictions of new physics models

Now that we have presented the expectations for the accuracy of ILC measurements of the Higgs boson couplings, it is important to ask whether these expectations are strong enough to search for new physics beyond the reach of direct searches at the LHC. We will discuss that point in this section. First, we will survey models of new physics that affect the Higgs boson, review the diversity of models under consideration, and present the effects on the Higgs couplings predicted in the various types of models. Then we will present a representative sample of specific model points that demonstrate the power of the ILC measurements.

### 5.1 Models of electroweak symmetry breaking and the Higgs field

Our present understanding of the breaking of the  $SU(2)\times U(1)$  gauge symmetry of the SM is crude and unsatisfactory. This point is, suprisingly, more easily grasped by condensed matter physicists than by particle physicists. Condensed matter physicists are familiar with the history of superconductivity, for which the basic understanding developed in two stages. In 1950, Landau and Ginzburg wrote a phenomenological theory of superconductivity that was, in fact, the model for the theory of the

Higgs field [32]. This model was successful and even predictive of many aspects of superconductivity, but, in this model, the basic fact of the phase transition to superconductivity was put in by hand. Only later, in 1957, did Bardeen, Cooper, and Schrieffer (BCS) create a fundamental theory of superconductivity based on pairing of electrons in a metal [33]. The BCS theory was not only a conceptual improvement but also predicted many new features of superconductivity that were beyond the reach of the Landau-Ginzburg description. In particle physics, we are now at the Landau-Ginzburg stage [34]. The difference from the condensed matter situation is that the interactions that drive electroweak symmetry breaking and lead to the phase transition must be new interactions, outside the SM, that have not yet been discovered. Thus, the exploration of the Higgs field offers the opportunity to discover genuinely new interactions of nature.

Many features of the SM argue that it cannot be a fundamental solution for electroweak symmetry breaking. For example, there are good reasons to believe that a scalar boson cannot be light (compared to Planck scale, for example) and give mass to all other particles in the SM without aid from other—as yet undiscovered—particles and interactions. These additional particles necessarily interact with the Higgs boson and can change the expectations for Higgs couplings to SM states.

Theories of physics beyond the SM are constructed to solve one or more outstanding problems that the SM does not address. They might attempt to explain the low mass of the Higgs boson without large fine-tunings as discussed above; they might posit dark matter candidates; they might explain the baryon asymmetry of the universe; they might unify the SM forces. In this space of theories there are many that can produce experimentally accessible non-SM signals to be discovered in the near term — some through direct searches of particles at the LHC’s high-energy frontier, and others through a myriad of other experiments currently running or planned for the near future. Among these probes, though, precision measurement of the Higgs couplings is one of the most powerful. The reasons for this are two-fold. First, the Higgs sector is where we expect the most new interactions in many beyond the SM theories. Second, measurements in the Higgs sector have great room for improvement over current precision levels that can reveal new physics effects for beyond the SM theories that no other experiments could access.

Models that address the problems just listed can be constructed using many different approaches. A survey of these approaches, and estimates of the maximum possible effect on the Higgs boson couplings, was given in [35]. Table 2 lists three important classes of models and the corresponding estimates for maximal deviations in different couplings of the Higgs boson.

One class of models builds on the analogy with superconductivity. The order parameter for the Landau-Ginzburg potential of superconductivity turned out to be a composite state of electrons (Cooper pairs). It has been suggested that the Higgs

	$\Delta g(hVV)$	$\Delta g(ht\bar{t})$	$\Delta g(hb\bar{b})$
Composite Higgs	10%	tens of %	tens of %
Minimal Supersymmetry	< 1%	3%	tens of %
Mixed-in Singlet	6%	6%	6%

Table 2: Estimated maximum deviations of Higgs couplings to various SM states allowed by three different scenarios of physics beyond the SM. The assumption is that no new physics associated with electroweak symmetry breaking is found at the HL-LHC ( $3\text{ ab}^{-1}$  at  $\sqrt{s} = 14\text{ TeV}$ ), and thus Higgs coupling measurements are the only potential signal for new physics. Adapted from [35].

boson state is also composite. If this is true, it has the potential to explain the large hierarchy between the Higgs mass and the Planck scale. A collection of some of the simplest approaches along this line leads to potentially large deviations of Higgs boson couplings to SM states compared to the expected measurement accuracies from the ILC.

A different class of models makes use of supersymmetry. Supersymmetry posits a symmetry between bosons and fermions that not only could explain the Higgs boson mass with respect to the Planck mass, but it could also be the source of dark matter, and it could be the key ingredient that enables the unification of forces at the high scale [36]. The symmetry requirements of supersymmetry require the introduction of two Higgs bosons – one that gives mass to up-type fermions and one that gives mass to down-type fermions. The two Higgs doublets mix and leave one CP-even eigenstate light, which is identified with the 125 GeV Higgs boson ( $h$ ). It is straightforward to derive that this light boson  $h$  has couplings identical to those of the SM Higgs boson except for small deviations that are induced by mixings with the extra Higgs states and loop corrections involving the superpartners and the heavy Higgs bosons. These deviations of couplings can be well above 10% in the case of Higgs coupling to  $b$  quarks, even if no superpartner is ever found at the LHC in all its planned upgrade phases [35]. This is illustrated nicely by Fig. 8, where the authors scanned over hundreds of thousands of MSSM supersymmetric points [37]. They showed that many sets of parameters in the MSSM can never be found at the LHC but would be easily discernible through precision measurements at the ILC.

A third class of models postulates additional scalar fields. After all, there are many fermions, and there are many vector bosons. Multiple scalars are already required within supersymmetry, where in addition to scalar superpartners we stated that two Higgs bosons are required. But there are many more ideas of beyond the SM physics that incorporate several scalar bosons but do not cause ill effects elsewhere, by, for example, inducing too large flavor changing neutral currents. These multi-Higgs doublet models are classified as type I (in which one Higgs gives mass to fermions, and the other does not), type II (in which one Higgs gives mass to up fermions only



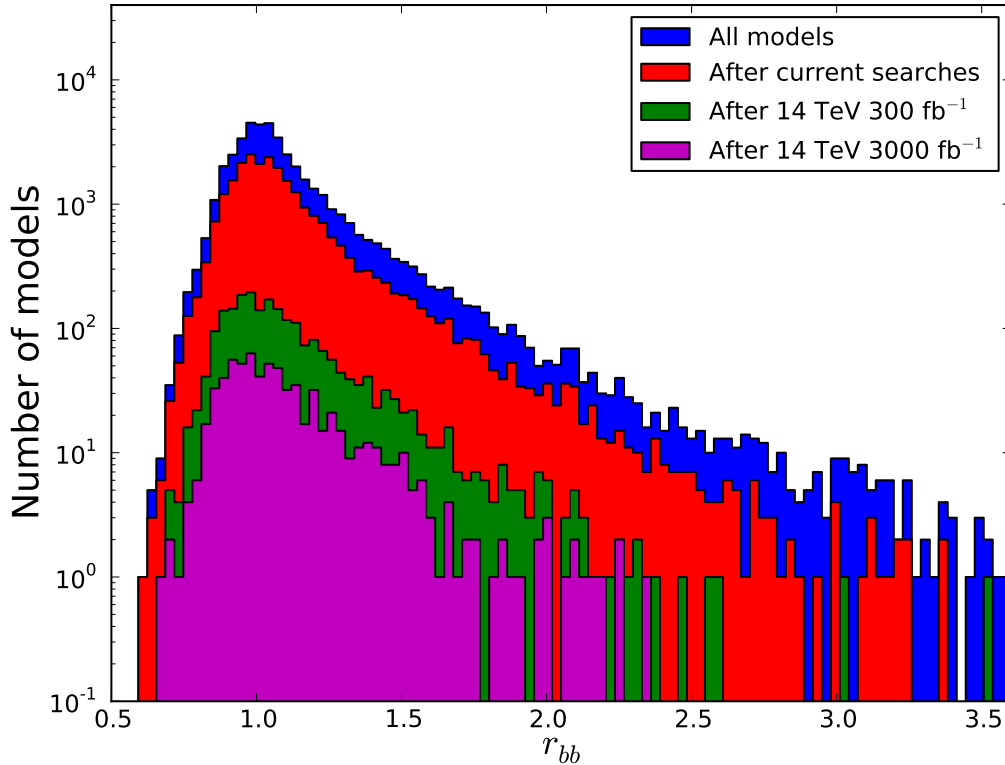


Figure 8: Histograms of the ratio  $r_{bb} = \Gamma(h \rightarrow \bar{b}b)/\Gamma(h \rightarrow \bar{b}b)_{\text{SM}}$  within a scan of the approximately 250,000 supersymmetry parameter sets after various stages of the LHC, assuming the LHC does not find direct evidence for supersymmetry. The purple histogram shows parameter points that would not be discovered at future upgrades of the LHC (14 TeV and  $3 \text{ ab}^{-1}$  integrated luminosity). From [37].

Model	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$gg$	$WW$	$\tau\tau$	$ZZ$	$\gamma\gamma$	$\mu\mu$
1 MSSM [37]	+4.8	-0.8	-0.8	-0.2	+0.4	-0.5	+0.1	+0.3
2 Type II 2HD [38]	+10.1	-0.2	-0.2	0.0	+9.8	0.0	+0.1	+9.8
3 Type X 2HD [38]	-0.2	-0.2	-0.2	0.0	+7.8	0.0	0.0	+7.8
4 Type Y 2HD [38]	+10.1	-0.2	-0.2	0.0	-0.2	0.0	0.1	-0.2
5 Composite Higgs [39]	-6.4	-6.4	-6.4	-2.1	-6.4	-2.1	-2.1	-6.4
6 Little Higgs w. T-parity [40]	0.0	0.0	-6.1	-2.5	0.0	-2.5	-1.5	0.0
7 Little Higgs w. T-parity [41]	-7.8	-4.6	-3.5	-1.5	-7.8	-1.5	-1.0	-7.8
8 Higgs-Radion [42]	-1.5	-1.5	+10.	-1.5	-1.5	-1.5	-1.0	-1.5
9 Higgs Singlet [43]	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5

Table 3: Percent deviations from SM for Higgs boson couplings to SM states in various new physics models. These model points are unlikely to be discoverable at 14 TeV LHC through new particle searches even after the high luminosity era ( $3 \text{ ab}^{-1}$  of integrated luminosity). From [19].

and one to down fermions only), and type X and Y models (with more complicated discrete symmetries that protect flavor observables) [38].

## 5.2 Comparisons of models to the ILC potential

All of these ideas lead to models with deviations from the SM expectations of the couplings of the 125 GeV Higgs boson to SM states. Table 3 collects a set of models of new physics based on the ideas described in the previous section and on several additional ideas of interest to theorists. For each model, we chose a representative parameter point for which the predicted new particles would be beyond the reach of the 14 TeV LHC with the full projected data set. The deviations of Higgs couplings from the SM expectations at these representative model points are listed in the Table. (For details, see [19] as well as the papers cited in Table 3.) These examples illustrate diverse possibilities for models with significant deviations of the Higgs couplings from the SM expectation that would be allowed even if the LHC and other experiments are not able to discover the corresponding new physics beyond the SM. We should make clear that the quantitative statements to follow refer to these particular models at the specific parameter points shown in the Table. Figure 9 shows graphically the ability of ILC measurements to distinguish the Higgs boson couplings in the models in the Table from the SM expectations and from the expectations of other models. Each square shows relative goodness of fit for the two models in units of  $\sigma$ . The top figure is based on the covariance matrix from the 250 GeV stage of the ILC, corresponding to the second column of Table 1. The bottom figure reflects the full ILC program with 500 GeV running, corresponding to the fourth column of Table 1. It is noteworthy that, once it is known that the Higgs boson couplings deviate significantly from the

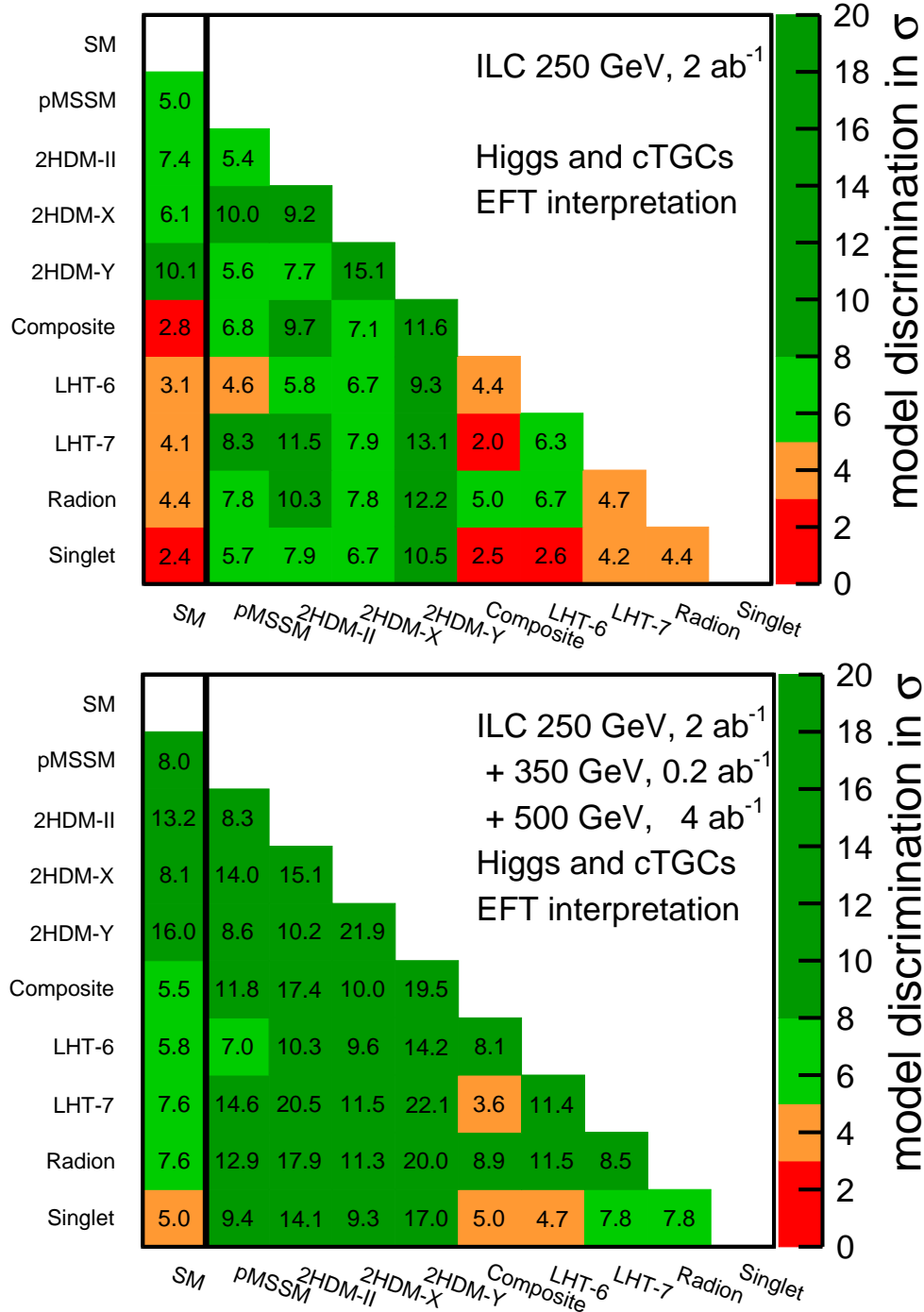


Figure 9: Graphical representation of the  $\chi^2$  separation of the Standard Model and the models 1–9 described in the text: (a) with 2  $\text{ab}^{-1}$  of data at the ILC at 250 GeV; (b) with 2  $\text{ab}^{-1}$  of data at the ILC at 250 GeV plus 4  $\text{ab}^{-1}$  of data at the ILC at 500 GeV. Comparisons in orange have above 3  $\sigma$  separation; comparison in green have above 5  $\sigma$  separation; comparisons in dark green have above 8  $\sigma$  separation. From [19], with slight modifications to account for the beam polarization scheme in Section 2.

SM predictions, the pattern of the deviations is characteristic for each model and distinguishable from the patterns predicted by other models in the set.

The evidence for significant deviations in the Higgs boson couplings would demonstrate that there is new physics beyond the SM that affects the Higgs field. The observation of the pattern of deviations would give us information on the properties of this new physics and point the way to further model-building and experimental exploration. This is a route to a deeper understanding of nature that the ILC offers us.

## 6 Invisible and exotic Higgs decays

In addition to the expected decays of the Higgs boson whose analysis was discussed in the previous two sections, the Higgs boson could also have additional decay modes that are not predicted by the SM. The ILC at 250 GeV will accumulate a data set containing half a million Higgs bosons tagged by recoiling  $Z$  bosons. This will provide an ideal environment to search for any possible final state of Higgs decay.

Exotic decays of the Higgs boson are expected in many theoretical models. An attractive way to model the dark matter of the universe is to assume the existence of a “hidden sector” consisting of one or more fields with no SM gauge charges. Since particles of a hidden sector do not couple through gauge forces, their interactions with SM particles are highly model-dependent and can be very feeble. Such particles can be consistent with all existing experimental constraints even if their masses are well below the weak scale. If some of the hidden-sector particles are stable, these could make up the observed dark matter. For example, in the “Strongly-Interacting Massive Particle” (SIMP) scenario [44, 45], dark matter consists of mesons produced by confinement of a QCD-like gauge group in the dark sector. A light hidden sector also appears in well-motivated theoretical models of electroweak symmetry breaking such as the “Twin Higgs” model [46]. Hidden-sector particles have also been invoked as an explanation of the apparent discrepancy between the experimental and theoretical values of the anomalous magnetic moment of the muon, and a number of other experimental anomalies. In light of this, there is strong interest in experimental searches for these particles, and a number of approaches are currently being pursued or studied [47, 48].

To connect the hidden-sector particles to initial states with Standard Model particles, it is necessary to add a term to the Lagrangian that connects these sectors. There are precisely three dimension-4 operators that can make this connection:

$$\epsilon B_{\mu\nu} \hat{F}^{\mu\nu} , \quad \epsilon |\varphi|^2 |\hat{S}|^2 , \quad \epsilon L^\dagger \cdot \varphi \hat{N} , \quad (14)$$

where  $B_{\mu\nu}$  is the  $U(1)$  field strength,  $\varphi$  is the Higgs doublet, and  $L$  is the lepton

doublet of the SM and fields with hats are in the hidden sector. These are called the “gauge portal”, “Higgs portal”, and “neutrino portal”, respectively. Note that the neutrino portal also involves the Higgs field. Almost all of the attention in the reports [47, 48] is given to the gauge portal, which can be studied with low-energy fixed-target experiments, among other techniques. This leaves open a wealth of other possibilities, especially if the hidden sector particles have masses above a few GeV.

Decays of the Higgs boson offer a unique opportunity for very sensitive searches for a light hidden sector using the Higgs and neutrino portals. The SM Higgs width is tiny,  $\Gamma_h/m_h \simeq 3 \cdot 10^{-5}$ . Thus, the branching fraction of Higgs decays to hidden-sector states could be sizable even if its couplings to such states are rather small.

Signatures of Higgs decays into the hidden sector are model-dependent. One possibility is that the hidden-sector particles are stable or sufficiently long-lived that they do not decay inside the detector. Since interactions between hidden-sector particles and ordinary matter are extremely weak, they will escape the detector unseen, resulting in an “invisible Higgs decay” signature. Experiments at an electron-positron collider have excellent sensitivity to this signature, due to their ability to tag Higgs bosons using the recoil mass technique. The 250 GeV ILC is expected to be sensitive to invisible Higgs decays with branching ratios as small as 0.3% [19], a factor of 20 below the expected HL-LHC sensitivity.

Another interesting possibility is that the hidden-sector particles decay inside the detector. If the decay occurs purely within the hidden sector, such final states would remain invisible. On the other hand, if the decay products include SM particles<sup>||</sup>, they are potentially observable as “exotic” Higgs decay modes. A large variety of decay topologies and specific final states are possible; a systematic discussion can be found in the recent overviews of Higgs exotic decays [14, 49]. Two simple and theoretically well-motivated examples are:

1.  $f\bar{f} + \cancel{E}_T$ , where  $f$  is an SM fermion. For example, in SUSY models with an extra gauge-singlet scalar  $s$ , such as the NMSSM, this final state arises from the decay chain  $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow s \tilde{\chi}_1^0$ ,  $s \rightarrow f\bar{f}$ , with either on-shell or off-shell  $s$ . The flavor of  $f$  is dictated by the couplings of  $s$  to quarks and leptons, which are highly model-dependent. If the connection to the hidden sector is through the neutrino portal, the neutrino will provide missing energy even if the mediator fermion labelled  $\hat{N}$  in (14) produces only visible final particles.
2.  $(f\bar{f})(f'\bar{f}')$ , where  $f$  and  $f'$  are SM fermions, and brackets indicate a resonant pair. These final states arise from a decay chain  $h \rightarrow aa$ ,  $a \rightarrow f\bar{f}$ , where  $a$  is

---

<sup>||</sup>Even if all couplings between the hidden sector and the SM are small, such decays may occur with significant probability, *e.g.* in cases when no competing decays within the hidden sector are kinematically available.

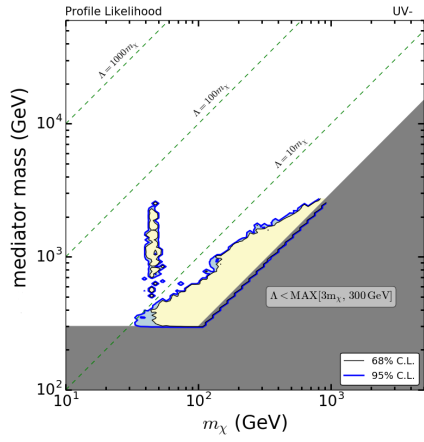
a gauge-singlet scalar particle, for example a composite of a confining hidden-sector gauge group in Twin Higgs models. Again, the fermion flavors involved in these decays are highly model-dependent.

Experiments at the (HL-)LHC will have excellent sensitivity to exotic Higgs decay modes to electrons, muons, or photons. However, final states involving quarks or tau leptons are very challenging at the LHC. The ILC at 250 GeV offers a perfect environment to search for such final states, due to low QCD backgrounds and Higgs tagging with recoil-mass technique. The paper [50] estimated the sensitivity of the 250 GeV ILC with  $2 \text{ ab}^{-1}$  integrated luminosity to the exotic decay topologies listed above. In the  $f\bar{f} + \cancel{E}_T$  channels, with  $f = j, b$  or  $\tau$ , the ILC will be sensitive to branching ratios in the  $10^{-4} - 10^{-3}$  range, *vs.* a projected sensitivity of at best 20% at the LHC. For the  $(f\bar{f})(f'\bar{f}')$  topology, the improvement is equally dramatic: for example, branching ratios of the  $(b\bar{b})(b\bar{b})$ ,  $(c\bar{c})(c\bar{c})$ ,  $(j\bar{j})(j\bar{j})$  channels will be probed down to the level of  $10^{-3}$ , improving the LHC sensitivity by two orders of magnitude.

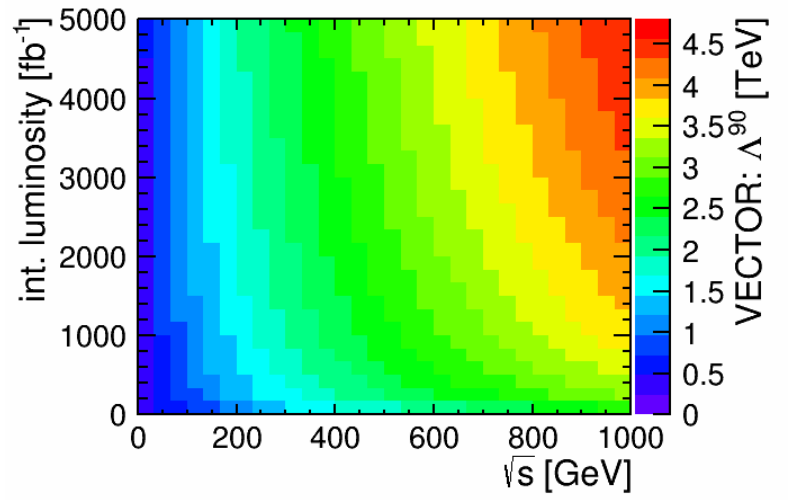
## 7 Opportunities for discovering direct production of new particles

Although the LHC experiments have carried out extensive searches for new particles, these searches have well-recognized limitations. The LHC exclusions are strongest for particles produced by QCD interactions and are less powerful for particles produced through electroweak processes, which have smaller cross sections. Discovery at the LHC is especially difficult if the new particles decay with very small visible energy, for example, if a charged particle decays to a stable neutral partner separated in mass by less than 15 GeV. For particles of this type, the best current limits can still come from the LEP 2 experiments.

It is not clear *a priori* that ILC at 250 GeV offers a significant discovery reach beyond LEP 2. The center-of-mass energy of 250 GeV is only about 40 GeV above the highest energies reached at LEP 2. This argument, however, overlooks three features of the ILC program. First, the ILC run at 250 GeV offers about 1000 times more integrated luminosity than collected at the highest energies by all 4 LEP experiments together ( $\sim 250 \text{ pb}^{-1}$  per experiment in the year 2000 vs.  $2 \text{ ab}^{-1}$ ). Second, the ILC offers polarized beams which, especially in the  $(+-)$  configuration, can suppress SM backgrounds by 1-2 orders of magnitude, thereby increasing the sensitivity to rare BSM events. Finally, the ILC detectors will profit from 30 years of advances in technology, giving more than an order of magnitude better momentum and impact parameter resolutions, a factor 2 improvement in the jet energy scale, and considerably tightened hermeticity.



(a)



(b)

Figure 10: Sensitivity of WIMP searches in the mono-photon channel, from [55]: (a) The yellow area indicates regions in WIMP parameter space which are not probed by current or future direct detection experiments or by searches at the (HL-)LHC. (b) New physics scale  $\Lambda$  probed by mono-photon searches at the ILC as a function of center-of-mass energy and integrated luminosity.

Therefore, any search channel which was not kinematically but instead cross-section limited at LEP 2 offers significant discovery potential at the ILC, even at 250 GeV. One prominent example is the search for additional light Higgs bosons. Because the 125 GeV Higgs boson has couplings to  $W$  and  $Z$  close to those of the SM, additional bosons must have suppressed couplings to the  $Z$  boson. These can be searched for as at LEP in specific decays modes, but probing couplings to the  $Z$  boson at least one order of magnitude smaller. In addition, the much higher luminosity at the ILC will allow searches for such particles independently of their decay mode via the recoil technique [51].

Even some SUSY searches were not yet kinematically limited at LEP. For example, the LEP lower limit on the mass of the supersymmetric partner of the  $\tau$ -lepton is only 26.3 GeV [52] in the general MSSM, *i.e.*, when allowing any mixing and any mass difference to the lightest SUSY particle.

Another interesting goal is the search for heavy sterile neutrinos. Improving the limits from LEP 1 on the mixing with the SM neutrinos at masses below 45 GeV would require an extended run at the  $Z$  pole. But such sterile neutrinos could also be produced directly together with a SM neutrino. This process would show up as an apparent deviation in the  $W^+W^-$  production cross-section [53, 54]. In this case, the sensitivity is expected to expand the regime probed by LEP 2 by at least an order of magnitude.

An important focus of new particle searches both at LHC and ILC is the search for WIMP pair production, which is observed at ILC in the mono-photon channel. This search was studied in full simulation at 500 GeV, and the results of this study have been extrapolated to lower center-of-mass energies [55]. The case of a singlet-like fermion WIMP is illustrated in Fig. 10a. Substantial regions of parameter space at masses below  $\sim 120$  GeV will remain even after a combined likelihood analysis including current and future direct detection as well as (HL-)LHC prospects. Figure 10b shows the new physics scale  $\Lambda$  which can be probed by the ILC for the case of a vector-like fermion WIMP and a vector-like operator dominating its interactions with SM particles, as a function of the center-of-mass energy and the integrated luminosity, assuming a sharing between different beam helicity configurations of (40%, 40%, 10%, 10%) as described in Section 2. For  $2 \text{ ab}^{-1}$  at 250 GeV, new physics scales up to 1.9 TeV can be probed.

## 8 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at 250 GeV

Measurements of the  $\gamma W^+W^-$  and  $ZW^+W^-$  triple gauge boson couplings (TGC's) test the  $SU(2) \times U(1)$  gauge boson self-coupling structure of the SM and probe BSM physics. As for the particle searches described in the previous section, the ILC at



250 GeV with  $2 \text{ ab}^{-1}$  offers substantial improvement beyond the results of LEP 2, which have not yet been surpassed by LHC.

The most general Lorentz invariant  $\gamma W^+ W^-$  or  $Z W^+ W^-$  vertex contains 7 complex parameters, denoted by  $g_1^V, g_4^V, g_5^V, \kappa_V, \lambda_V, \tilde{\kappa}_V, \tilde{\lambda}_V, V = \gamma, Z$  [56]. In total there are 14 complex parameters to consider. At tree-level, in the SM,  $g_1^V = \kappa_V = 1$  and all other parameters are zero. SM radiative corrections are on the order of  $2 \times 10^{-2} M_Z^2/s$  [57].

The primary focus of TGC studies is the search for modifications to the TGC's from BSM physics at energy scales well beyond the  $e^+e^-$  center-of-mass energy. As described in Section 3, such physics is parameterized by an effective Lagrangian with dimension-6 operators that respects  $SU(2) \times U(1)$  gauge symmetry. CP-conserving and CP-violating effects are separately measurable, with comparable accuracy. Here we will concentrate on the CP-conserving operators. In this context, only six real TGC parameters are relevant:  $g_1^V, \kappa_V, \lambda_V$  for  $V = \gamma, Z$ . Furthermore, three  $SU(2) \times U(1)$  constraints

$$\begin{aligned} g_1^\gamma &= 1 \\ \kappa_Z &= -(\kappa_\gamma - 1) \tan^2 \theta_W + g_1^Z \\ \lambda_Z &= \lambda_\gamma \end{aligned} \tag{15}$$

reduce the number of free parameters to three:  $g_1^Z, \kappa_\gamma, \lambda_\gamma$ .

TGC's are measured at the ILC through the processes  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , and  $e^-\gamma \rightarrow \nu_e W^-$ , where the initial state  $\gamma$  refers to either a virtual or beamstrahlung photon. Initial state beam polarization can be used to disentangle  $\gamma W^+ W^-$  couplings from  $Z W^+ W^-$ . The  $W^-$  production polar angle  $\Theta$  and the rest frame fermion polar and azimuthal angles,  $(\theta^*, \phi^*)$  and  $(\bar{\theta}^*, \bar{\phi}^*)$ , associated with the decays of the  $W^-$  and  $W^+$ , respectively, can be precisely measured. The correlated distributions of these five angles will be used as a polarization analyzer to separate out the multiple combinations of transversely and longitudinally polarized  $W^-$  and  $W^+$  bosons.

In order to properly estimate the TGC sensitivity of the ILC at  $\sqrt{s} = 250$  GeV, a full detector simulation study of signal and background processes including luminosity-weighted beam energy spectra and beam-beam background event overlay is required. Such an analysis is ongoing, but results are not yet available. For this report, we extrapolate full simulation ILC results at  $\sqrt{s} = 500$  GeV [58] down to  $\sqrt{s} = 250$  GeV in order to obtain the precision for three parameter fits. Since one parameter fits were not done in the ILC studies at  $\sqrt{s} = 500$  GeV, we extrapolate LEP 2 one parameter fit results at  $\sqrt{s} \approx 200$  GeV [59] up to  $\sqrt{s} = 250$  GeV and use the minimum of this extrapolation and the three parameter result as estimates for the one parameter fits.

When extrapolating TGC statistical errors from one energy to another at least two effects must be considered [60]. Clearly a  $1/\sqrt{\sigma L}$  statistical factor must be included

Exp	$N_{par}$	total error ( $\times 10^{-4}$ )			correlation		
		$g_1^Z$	$\kappa_\gamma$	$\lambda_\gamma$	$g_1^Z \kappa_\gamma$	$g_1^Z \lambda_\gamma$	$\kappa_\gamma \lambda_\gamma$
LEP 2	3	516	618	376	-0.17	-0.62	-0.15
ILC 250	3	4.4	5.7	4.2	0.63	0.48	0.35
LEP 2	1	300	626	292	–	–	–
LHC	1	319	1077	198	–	–	–
HL-LHC	1	19	160	4	–	–	–
ILC 250	1	3.7	5.7	3.7	–	–	–

Table 4: TGC precisions for LEP 2, Run1 at LHC, HL-LHC and the ILC at  $\sqrt{s} = 250$  GeV with  $2000 \text{ fb}^{-1}$  luminosity (ILC 250). The LEP 2 result is from ALEPH [59] at  $\sqrt{s} \approx 200$  GeV with  $0.68 \text{ fb}^{-1}$ . The LHC result is from ATLAS [61] at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with  $4.6 \text{ fb}^{-1}$ . The HL-LHC estimate is from a 2013 overview of HL-LHC physics [62].

where  $\sigma$  and  $L$  are the cross-section and integrated luminosity, respectively, at a particular center of mass energy. Furthermore, a factor inversely proportional to the center of mass energy squared,  $s$ , must be used to account for the energy dependence of the  $SU(2) \times U(1)$  diagram cancellation. In total a factor  $k_{ex}$  is used to extrapolate TGC statistical error from energy  $A$  to energy  $B$ :

$$k_{ex} = \left( \frac{\sigma_A L_A}{\sigma_B L_B} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{s_A}{s_B} \right)^2. \quad (16)$$

We assume that systematic errors are scaled by the same factor  $k_{ex}$  as results are extrapolated from one energy to another.

The TGC precisions for the ILC at  $\sqrt{s} = 250$  GeV with  $2000 \text{ fb}^{-1}$  luminosity (ILC 250) are shown in Table 4 and Figure 11, along with results from LEP 2, LHC, and HL-LHC. Results for one parameter fits where the other two anomalous couplings are set to zero are shown along with results for the full three parameter fit.

At ILC 250 the three TGC's should be measured with accuracies ranging from  $4 - 6 \times 10^{-4}$ . Comparing the one parameter ILC 250 fit results with HL-LHC, the ILC 250 gives significantly better results for  $g_1^Z$  and  $\kappa_\gamma$  and roughly the same result for  $\lambda_\gamma$ .

The large sample of  $W^+W^-$  and single- $W$  events at the ILC 250 also offers an excellent setting for the measurement of the  $W$  mass through kinematic reconstruction of  $W$  pair events and calorimetric comparison of hadronic  $W$  and  $Z$  decays. These strategies are described in [6, 63]. The systematics limit, which we estimate as 2.4 MeV, should already be reached at the 250 GeV stage of the ILC.

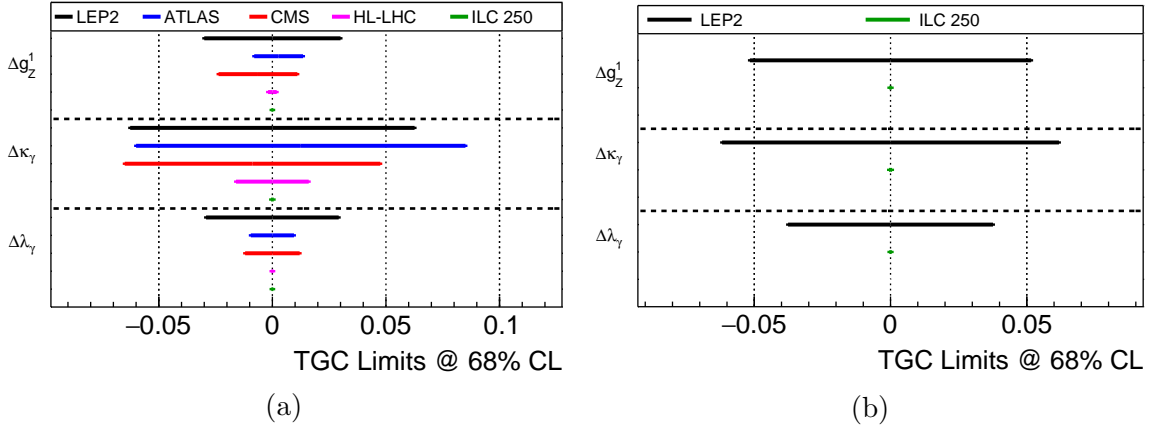


Figure 11: TGC precisions for LEP 2, Run1 at LHC, HL-LHC and the ILC at  $\sqrt{s} = 250$  GeV with  $2000 \text{ fb}^{-1}$  luminosity (ILC 250) using one parameter fits (a) and for LEP 2 and ILC 250 using three parameter fits (b).

## 9 Two-fermion production at 250 GeV

At an  $e^+e^-$  collider, the processes  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  can be measured with high precision for any SM fermion species. In the  $Z$  pole experiments at LEP and SLC, the measurement of two-fermion production in various final states gave what are still the best measurements of the weak mixing angle  $\sin^2 \theta_w$  [64]. At higher energies explored at LEP 2, interference of the  $s$ -channel photon and  $Z$  diagrams produces order-1 forward-backward and polarization asymmetries. These can be used to probe for new effects, beyond the SM, that would be seen in interference with the SM contributions. As for the physics topics presented in the previous two sections, the ILC at 250 GeV will lead to an improvement by more than an order of magnitude in the sensitivity to these effects, due to the higher energy, the dramatically larger luminosity, and the use of beam polarization.

New physics contributions to  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  arise in a variety of models. One possible source is a  $Z'$  boson. The LEP 2 experiments placed lower limits on the masses of various types of  $Z'$  bosons in the range 500–800 GeV (and 1760 GeV for a sequential  $Z$  boson) [65]. The corresponding limits from the 250 GeV ILC would be of order 5 TeV, comparable to the reach of LHC direct searches. These limits would be improved by a factor 2 with ILC running at 500 GeV. The ILC searches are specific as to the flavor of the fermion species, the helicity of the coupling to electrons, and also, through the polarized forward-backward asymmetry, the helicity of the coupling to the final-state fermion.

Another possible source of corrections to the SM is the presence of extra dimensions, including the warped extra dimensions proposed in the model of Randall and

Sundrum [66] that also can be interpreted as a dual description of new strong interactions associated with the Higgs sector. Two-fermion processes, together with the Higgsstrahlung process [67], are a very powerful probe for these models. In these models, the new physics resonances called Kaluza-Klein excitations modify the electroweak couplings to fermions in a well-defined way. For example, in the model proposed in [68], only couplings to the (heavy) third generation quarks ( $t$ ,  $b$ ) are modified. On the other hand, the model proposed in [69] predicts modifications to the couplings of all charged fermions. In both cases, one expects effects of the order of about 10% already at a center-of-mass energy of 250 GeV.

An issue of particular interest is the measurement of the electroweak form factors of the  $b$  quark. The  $b_L$  is certainly a heavy quark in the sense of the previous paragraph, since it is in the same  $SU(2) \times U(1)$  multiplet as the top quark. The  $b_R$  might or might not be affected by Higgs strong interactions. It is important to test for this possibility. There are some tantalizing hints for non-standard behavior of the  $b_R$ . There is a long-standing  $3\sigma$  discrepancy between the value of  $\sin^2 \theta_w^\ell$  derived from the  $b$  forward-backward asymmetry at LEP and the value obtained at the SLC using polarized beams [64]. Non-standard effects in the form factors of the  $b_R$  might explain this discrepancy. Hints for new physics are coming from Heavy Flavour Physics, as described, for example, in [70]. In [71], it is argued that the anomalies can be accommodated by requiring different degrees of compositeness of fermions in a dual theory.

A recent full simulation study [72] has investigated the process  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  at 250 GeV and for an integrated luminosity of  $0.5 \text{ ab}^{-1}$ , shared between the different beam polarizations. Figure 12 shows that, already for this initial phase, the ILC precision for the  $b$  quark form factors will be much improved compared to the LEP results on the  $Z$  pole, except for the case of the  $b_L$  vector coupling, which is strongly constrained from  $BR(Z \rightarrow b\bar{b})$ . A particularly interesting improvement is in the  $b_R$  vector coupling  $g_{RZ}$ , for which the ILC will outperform existing LEP results by about a factor of five. The measurements at the ILC will thus deliver the final word on the partial compositeness of the  $b_R$ , which is central to the open issues listed above.

Based on [72] and on earlier studies of the  $t$  quark [73], it seems to be feasible to extend these quark form factor measurements to the  $c$  quark. This study can take advantage of the running at 250 GeV, since the decay products of the corresponding bottom or charm mesons are less boosted than at  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ . This is beneficial for the assignment of tracks to secondary vertices.

Fermion pair production is a powerful tool to set limits on fermion compositeness and may be probed by effective four-fermion vertices. The paper [74] discusses the sensitivity of two-fermion production to new physics in terms of these contact interactions at CM energies of  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  and  $\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$ . Extrapolating from this study, we estimate that the ILC at 250 GeV will produce limits on the  $\Lambda$  scale of

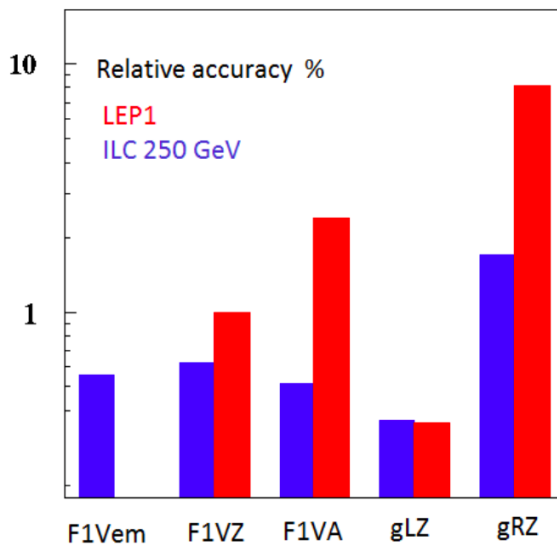


Figure 12: Comparisons of the precisions for the electroweak form factors of the  $b$  quark expected for the ILC at 250 GeV for  $500 \text{ fb}^{-1}$  with those obtained by LEP. The figure is taken from [72]

contact interactions (interpreted as the inverse of the radius of a composite fermion) at roughly 60 TeV.

## 10 Program of the ILC beyond 250 GeV

We have seen above that the 250 GeV ILC has a great potential to discover BSM physics through precision measurements of the Higgs boson and various other electroweak processes, thanks to its well-defined initial state, its clean environment without QCD backgrounds, and its powerful polarized beams. We have also seen that these virtues of the ILC would allow the discovery of new particles already at 250 GeV. Such a new particle could include a dark matter particle, or a new particle that couples only very weakly to the SM particles, or new particles with a compressed mass spectrum that makes their detection extremely difficult at the LHC.

The real advantage of the linear collider is, however, its upgradability to higher energies by either expanding the length of the linacs or exploiting more advanced acceleration technology that would be available by the time of the upgrade. In Section 2, we outlined a reference staging scenario that consists of operation of the ILC at three energy stages: 250, 350, and 500 GeV. The physics goals of the higher energy stages have already been described in the reports [7] and [8]. However, it is worth briefly recalling the main points here.

- The 350 GeV stage of the ILC will enable us to carry out an energy scan of the  $t\bar{t}$  threshold. This set of measurements will allow us to determine the threshold value of the top quark mass  $m_t(1S)$  to 50 MeV. (See Section 3.2 of [8].) This is not only an improvement in accuracy over the expectation for  $m_t$  at the LHC, but also it is a measurement of a different quantity that is better defined theoretically and more closely connected to the top quark mass relevant for weak decay processes and grand unification. The threshold top quark mass is closely related to the  $\overline{MS}$  top quark mass; the conversion error is negligible if anticipated improvements in the value of  $\alpha_s(m_Z)$  are realized. If no deviations from the SM predictions are seen in other processes, this measurement will definitively settle the issue of the vacuum stability of the SM [75].
- The 500 GeV stage of the ILC will provide a further improvement in the precision of the Higgs boson couplings accessible through Higgs decay by almost a factor 2 beyond the already strong results at 250 GeV. We have already demonstrated this in Table 1 and shown the implications for new physics discovery in Fig. 9.
- The 500 GeV stage of the ILC will give us access to two additional Higgs boson couplings that are not available at 250 GeV. The first of these is the Higgs coupling to  $t\bar{t}$ , which is measurable using the process  $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$ . This Higgs boson coupling has large deviations from the SM expectation in many models in which the Higgs boson is composite or partially composite, for example [76]. The accuracy expected in this coupling with 500 GeV and  $4 \text{ ab}^{-1}$  of data is 6%. The limited accuracy is due to the fact that 500 GeV is very close to the  $t\bar{t}h$  threshold. Comparable running at 550 GeV will enable an accuracy of 3%. At still higher energies, a 2% determination is possible [3].
- The 500 GeV stage of the ILC will also bring us above threshold for the process  $e^+e^- \rightarrow Zh\bar{h}$ , from which it is possible to measure the triple Higgs coupling. This measurement will give a first glimpse of the Higgs field potential beyond the measurement of the Higgs mass. The measurement of the triple Higgs coupling is a crucial test for models of electroweak baryogenesis. In models of this type, the Higgs phase transition must be of first order, and so a large deviation from the SM expectation for the potential is required [77, 78]. The expected accuracy of the ILC measurement will be 27%, sufficient to test this prediction.

Analyses of the triple Higgs coupling measurement typically assume that the only non-Standard effect is the change in the triple Higgs coupling and ignore the other possible effects of new physics on the observables. In [15], these effects are studied within the EFT formalism and found to be potentially very substantial. It is shown there that high precision measurements on single-Higgs processes are required to unambiguously interpret measurements of double-Higgs production. At the ILC at 500 GeV, it is shown that the systematic error on the triple

Higgs coupling from other new physics effects is smaller than 5%, due to the high precision constraints that the ILC will give on the other 16 relevant EFT coefficients. There is no comparable strategy to address this point at hadron colliders. In  $pp$  collisions, many more EFT coefficients come into play, the constraints on these coefficients are weaker, and the dependence of the double Higgs production cross section on these coefficients is much stronger.

- The 500 GeV stage of the ILC will measure the form factors for the top quark couplings to the photon and  $Z$  individually to accuracies below 1%. Models of composite Higgs bosons usually also entail partially composite top quarks. This leads to substantial deviations from the SM expectations for the  $Zt\bar{t}$  form factors, with characteristic differences between the couplings to  $t_L$  and  $t_R$  depending on the model. A compilation of model predictions is given in [7]. These measurements give an additional, independent, route to the discovery of new physics associated with new strong interactions in the Higgs sector.
- The 500 GeV stage of the ILC will improve the reach of searches for dark matter pair production, Higgsino production, and production of other challenging proposed particles beyond the expectations given in Section 7. The variety of new particles that can be discovered in direct production at 500 GeV is reviewed in [8].
- The 500 GeV stage of the ILC will substantially improve the discovery potential of the precision measurements of  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  and  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  described in Sections 8 and 9. The reach in terms of new physics scales will increase by almost factor of 2.

We do not know the ultimate energy reach of the ILC technology. The ILC TDR documents a possible extension to 1 TeV based on current superconducting RF technology [11, 12]. However, the capabilities of superconducting RF accelerator are improving at a rapid pace; see, for example, [79]. Over a longer term, we can imagine the development of advanced high-gradient accelerator technologies that could enable an  $e^+e^-$  collider at 10 TeV or higher in the ILC tunnel [80]. If the 250 GeV ILC can discover the existence of new physics, later stages of the ILC Laboratory could explore this physics at its own natural energy scale. The 250 GeV ILC is not an endpoint; rather, it is the first step toward a new method for uncovering physics beyond the SM.

## 11 Conclusions

The physics capabilities of the ILC at 250 GeV are formidable.

As we have explained in this paper, this facility will provide high-precision measurements of the couplings of the Higgs boson. These coupling determinations will be model-independent and the values of the output couplings will be absolutely normalized. Neither feature is possible at the LHC. The precisions available at the 250 GeV stage of the ILC are close to 1% for the Higgs coupling to the  $b$  quark and below 1% for the Higgs couplings to the  $W$  and  $Z$ . We have demonstrated that this capability allows the discovery of new physics for a variety of interesting models for which the predicted particles are too heavy to be discovered at the LHC.

The ILC at 250 GeV also allows deep searches for exotic decays of the Higgs boson. Such decays are expected, in particular, in models in which dark matter is a part of a “hidden sector” with no couplings to Standard Model gauge bosons. This program of searching for dark matter using the Higgs is orthogonal to searches for hidden sector particles with fixed target beams, a subject of much recent interest, and it is no less important.

The ILC at 250 GeV will also carry out searches for pair production of dark matter particles and other particles with small energy deposition that are difficult to uncover at the LHC. Although the energy increase from LEP 2 is small, the integrated luminosity of the ILC will be larger by a factor of 1000, leading to greatly improved reach for many searches. This luminosity increase and improvements in detector technology will also allow us to greatly improve the precision of measurements in  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  and  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  and perhaps to expose new physics in those processes.

All of these approaches, and more, will benefit from operation of the ILC at higher energies. The ILC at 250 GeV, beyond the power of its own experiments, will be the first step along that road.

It is urgent today in particle physics to uncover physics beyond the Standard Model by any route. The experiments discussed in this report give a number of strategies for searches for new physics that are distinct from those currently being pursued at the LHC and elsewhere. These strategies have great potential. But to exploit them, we must construct the next  $e^+e^-$  collider. The particle physics community should make it a priority to fund and construct this machine as quickly as possible.

## ACKNOWLEDGEMENTS

We are grateful to many people with whom we have discussed this document. Special thanks go to Rick Gupta, Howard Haber, JoAnne Hewett, Ahmed Ismail, Hugh Montgomery, Francois Richard, Sabine Riemann, Heidi Rzehak, and Graham Wilson. We are grateful for financial support for our work from many agencies around



the world. TB and MEP were supported by the US Department of Energy under contract DE-AC02-76SF00515. TB, MB, CG, MH, RK, JL, and JR are supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) through the Collaborative Research Centre SFB 676 Particles, Strings and the Early Universe, projects B1 and B11. CG is also supported by the European Commission through the Marie Curie Career Integration Grant 631962 and by the Helmholtz Association through its recruitment initiative. HK and SJ are supported by the National Research Foundation of Korea under grant 2015R1A4A1042542. KF and TO are supported by the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) under Grants-in-Aid for Science Research 16H02173 and 16H02176. JT is supported by the JSPS under Grant-in-Aid 15H02083. MP is supported by the U.S. National Science Foundation through grant PHY-1719877. RP is supported by the Quarks & Leptons programme of the French IN2P3.

## A Projected ILC physics measurement uncertainties

In Table 5, we summarize the projections for the uncertainties in the measurements discussed in this report.

It is noteworthy that the improvements in the Higgs coupling analysis reviewed in this paper allow us to claim stronger results for precision coupling determinations than in our previous reports, despite the fact that the proposed running energies are lower. It is especially interesting to compare the projections given in this report with those given in our 2013 white paper [3] and provided to the P5 panel that formulated the US strategic plan for particle physics in 2014 [82]. This comparison is shown in Table 6. All entries refer to “model-independent” coupling determinations. However, since the earlier analyses were done in the  $\kappa$  formalism, their results are less model-independent than those presented in this report. The program that we have presented here, even for the first stage at 250 GeV, will fulfill the promises that we made in 2013.

## References

- [1] T. Behnke *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary,” arXiv:1306.6327 [physics.acc-ph].
- [2] H. Baer *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics,” arXiv:1306.6352 [hep-ph].
- [3] D. M. Asner, *et al.*, “ILC Higgs White Paper,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1310.0763 [hep-ph].

Topic	Parameter	250 GeV	250 + 500 GeV	units
Higgs	$m_h$	14	14	MeV
	$g(hb\bar{b})$	1.1	0.58	%
	$g(hc\bar{c})$	1.9	1.2	%
	$g(hgg)$	1.7	0.95	%
	$g(hWW)$	0.67	0.34	%
	$g(h\tau\tau)$	1.2	0.74	%
	$g(hZZ)$	0.68	0.35	%
	$g(h\gamma\gamma)$	1.2	1.0	%
	$g(h\mu\mu)$	5.6	5.1	%
	$g(h\gamma Z)$	6.6	2.6	%
	$g(ht\bar{t})$	-	6.3	%,
	$g(hhh)$	-	27	%
	$\Gamma_{tot}$	2.5	1.6	%
	$\Gamma_{invis}$	0.32	0.29	%, 95% CL
Top	$m_t$	-	50	MeV ( $m_t(1S)$ )
	$\Gamma_t$	-	60	MeV
	$g_L^\gamma$	-	0.6	%
	$g_R^\gamma$	-	0.6	%
	$g_L^Z$	-	0.6	%
	$g_R^Z$	-	1.0	%
	Re $F_2^\gamma$	-	0.0014	absolute
	Re $F_2^Z$	-	0.0017	absolute
	Im $F_2^\gamma$	-	0.0014	absolute
	Im $F_2^Z$	-	0.0020	absolute
	$W$	$m_W$	2.4 MeV	2.4
$g_1^Z$		$4.4 \times 10^{-4}$	$1.1 \times 10^{-4}$	absolute
$\kappa_\gamma$		$5.7 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-4}$	absolute
$\lambda_\gamma$		$4.2 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-4}$	absolute
Dark Matter	EFT $\Lambda$ : D5	1.9	3.0	TeV, 90% CL
	EFT $\Lambda$ : D8	1.8	2.8	TeV, 90% CL

Table 5: Projected accuracies of measurements of Standard Model parameters for the 250 GeV stage of the ILC program and the complete program with 500 GeV running, as described in Section 2 of this report. The projected integrated luminosities are:  $2 \text{ ab}^{-1}$  at 250 GeV, adding, for the full program,  $0.2 \text{ ab}^{-1}$  at 350 GeV and  $4 \text{ ab}^{-1}$  at 500 GeV. Initial state polarizations are as given at the end of Section 2. Uncertainties are listed as  $1\sigma$  errors (except where indicated), computed cumulatively at each stage of the program. These estimated errors include both statistical uncertainties and theoretical and experimental systematic uncertainties. Except where indicated, errors in percent (%) are fractional uncertainties relative to the Standard Model values. For dark matter, the effective field theory  $\Lambda$  parameters are defined in [81]. More specific information for each set of measurements is given in corresponding chapter of this report.

Parameter	Snowmass 2013 :		this report :		units
	ILC(500)	ILC(LumUp)	250 GeV	250+500 GeV	
$g(hb\bar{b})$	1.6	0.7	1.1	0.58	%
$g(hc\bar{c})$	2.8	1.0	1.9	1.2	%
$g(hgg)$	2.3	0.9	1.7	0.95	%
$g(hWW)$	1.1	0.6	0.67	0.34	%
$g(h\tau\tau)$	2.3	0.9	1.2	0.74	%
$g(hZZ)$	1.0	0.5	0.68	0.35	%
$g(ht\bar{t})$	14	1.9	-	6.3	%
$\Gamma_{tot}$	4.9	2.3	2.5	1.6	%

Table 6: Projected accuracies of measurements of Higgs couplings presented in this report, compared to the projected accuracies presented in the “ILC Higgs White Paper” prepared for Snowmass 2013 [3], Table 6.1. The column ILC(500) refers to the baseline program presented in that report: 250 fb<sup>-1</sup> at 250 GeV plus 500 fb<sup>-1</sup> at 500 GeV. The column ILC(LumUp) refers to the upgrade discussed in that report, with a total of 1.15 ab<sup>-1</sup> at 250 GeV, 1600 ab<sup>-1</sup> at 500 GeV, and 2.5 ab<sup>-1</sup> at 1000 GeV.

- [4] D. Asner, *et al.*, “Top quark precision physics at the International Linear Collider,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1307.8265 [hep-ex].
- [5] H. Baer, *et al.*, “Physics Case for the ILC Project: Perspective from Beyond the Standard Model,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1307.5248 [hep-ph].
- [6] A. Freitas, *et al.* “Exploring Quantum Physics at the ILC,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1307.3962 [hep-ph].
- [7] K. Fujii *et al.*, arXiv:1506.05992 [hep-ex].
- [8] K. Fujii *et al.*, arXiv:1702.05333 [hep-ph].
- [9] L. Evans and S. Michizono [Linear Collider Collaboration], “International Linear Collider Machine Staging Report 2017”, arXiv:1711.00568 [physics.acc-ph].
- [10] T. Barklow, J. Brau, K. Fujii, J. Gao, J. List, N. Walker and K. Yokoya, arXiv:1506.07830 [hep-ex].
- [11] C. Adolphsen *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.I: Accelerator & in the Technical Design Phase,” arXiv:1306.6353 [physics.acc-ph].

- [12] C. Adolphsen *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.II: Accelerator Baseline Design,” arXiv:1306.6328 [physics.acc-ph].
- [13] T. Behnke *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4: Detectors,” arXiv:1306.6329 [physics.ins-det].
- [14] D. de Florian *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group], “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector,” arXiv:1610.07922 [hep-ph].
- [15] T. Barklow, K. Fujii, S. Jung, M. E. Peskin and J. Tian, arXiv:1708.09079 [hep-ph].
- [16] S. F. Ge, H. J. He and R. Q. Xiao, JHEP **1610**, 007 (2016) [arXiv:1603.03385 [hep-ph]].
- [17] J. Ellis, P. Roloff, V. Sanz and T. You, JHEP **1705**, 096 (2017) [arXiv:1701.04804 [hep-ph]].
- [18] G. Durieux, C. Grojean, J. Gu and K. Wang, JHEP **1709**, 014 (2017) [arXiv:1704.02333 [hep-ph]].
- [19] T. Barklow, K. Fujii, S. Jung, R. Karl, J. List, T. Ogawa, M. E. Peskin and J. Tian, arXiv:1708.08912 [hep-ph].
- [20] M. E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. **65**, 964 (1990), Phys. Rev. D **46**, 381 (1992).
- [21] G. Aad *et al.* [ATLAS and CMS Collaborations], Phys. Rev. Lett. **114**, 191803 (2015) [arXiv:1503.07589 [hep-ex]].
- [22] S. Kawada, “Status of  $h\mu^+\mu^-$  analysis”, presentation at ILD Analysis and Software Meeting on May 24, 2017, <https://agenda.linearcollider.org/event/7648/>.
- [23] ATLAS Collaboration, ATL-PHYS-PUB-2014-016 (2014).
- [24] ATLAS Collaboration, ATL-PHYS-PUB-2014-006 (2014).
- [25] J. Yan, S. Watanuki, K. Fujii, A. Ishikawa, D. Jeans, J. Strube, J. Tian and H. Yamamoto, Phys. Rev. D **94**, 113002 (2016) [arXiv:1604.07524 [hep-ex]].
- [26] J. Tian, “Update of  $e^+e^- \rightarrow \nu\nu h$  analysis”, presentation at ILD Analysis and Software Meeting on July 19, 2017, <https://agenda.linearcollider.org/event/7703/contributions/39487/attachments/31909/48179>
- [27] C. Duerig, K. Fujii, J. List and J. Tian, arXiv:1403.7734 [hep-ex].

- [28] S. Dawson *et al.*, “Working Group Report: Higgs Boson,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1310.8361 [hep-ex].
- [29] T. Ogawa, “Study of sensitivity to anomalous HVV couplings at the ILC”, presentation at the EPS Conference on High Energy Physics, Venice, July 5-12, 2017, <https://indico.cern.ch/event/466934/contributions/2588482/>
- [30] L. G. Almeida, S. J. Lee, S. Pokorski and J. D. Wells, Phys. Rev. D **89**, 033006 (2014) [arXiv:1311.6721 [hep-ph]].
- [31] D. Jeans, “CP Measurements in  $h \rightarrow \tau^+\tau^-$  at the ILC”, presentation at the International Workshop on Linear Colliders (LCWS 2016) on December 4-9, 2016, <https://agenda.linearcollider.org/event/7371/contributions/37895/>.
- [32] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [33] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [34] J. D. Wells, Studies Hist. Phil. Sci. B (online 8 June 2017) <https://doi.org/10.1016/j.shpsb.2017.05.004>.
- [35] R. S. Gupta, H. Rzehak and J. D. Wells, Phys. Rev. D **86**, 095001 (2012) [arXiv:1206.3560 [hep-ph]]; and, “Higgs boson coupling to  $b$  quarks: targets in the MSSM,” MCTP-17-18 (2017).
- [36] S. P. Martin, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010) [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **18**, 1 (1998)] [hep-ph/9709356].
- [37] M. Cahill-Rowley, J. Hewett, A. Ismail and T. Rizzo, arXiv:1308.0297 [hep-ph].
- [38] S. Kanemura, H. Yokoya and Y. J. Zheng, Nucl. Phys. B **886**, 524 (2014) [arXiv:1404.5835 [hep-ph]].
- [39] R. Contino, L. Da Rold and A. Pomarol, Phys. Rev. D **75**, 055014 (2007) [hep-ph/0612048].
- [40] J. Hubisz, P. Meade, A. Noble and M. Perelstein, JHEP **0601**, 135 (2006) [hep-ph/0506042].
- [41] C. R. Chen, K. Tobe and C.-P. Yuan, Phys. Lett. B **640**, 263 (2006) [hep-ph/0602211].
- [42] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, JHEP **0308**, 028 (2003) [hep-ph/0202155].
- [43] S. Di Vita, C. Grojean, G. Panico, M. Rombau and T. Vantalón, JHEP **1709**, 069 (2017) [arXiv:1704.01953 [hep-ph]].

- [44] Y. Hochberg, E. Kuflik, T. Volansky and J. G. Wacker, Phys. Rev. Lett. **113**, 171301 (2014) [arXiv:1402.5143 [hep-ph]].
- [45] Y. Hochberg, E. Kuflik, H. Murayama, T. Volansky and J. G. Wacker, Phys. Rev. Lett. **115**, 021301 (2015) [arXiv:1411.3727 [hep-ph]].
- [46] Z. Chacko, H. S. Goh and R. Harnik, Phys. Rev. Lett. **96**, 231802 (2006) [hep-ph/0506256].
- [47] J. Alexander *et al.*, arXiv:1608.08632 [hep-ph].
- [48] M. Battaglieri *et al.*, arXiv:1707.04591 [hep-ph].
- [49] D. Curtin *et al.*, Phys. Rev. D **90**, 075004 (2014) [arXiv:1312.4992 [hep-ph]].
- [50] Z. Liu, L. T. Wang and H. Zhang, Chin. Phys. C **41**, 063102 (2017) [arXiv:1612.09284 [hep-ph]].
- [51] J. Yan, K. Fujii and J. Tian, arXiv:1601.06481 [hep-ph].
- [52] J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. C **31**, 421 (2003) [hep-ex/0311019].
- [53] S. Antusch, E. Cazzato and O. Fischer, Int. J. Mod. Phys. A **32**, no. 14, 1750078 (2017) [arXiv:1612.02728 [hep-ph]].
- [54] W. Liao and X. H. Wu, arXiv:1710.09266 [hep-ph].
- [55] M. Habermehl, K. Fujii, J. List, S. Matsumoto and T. Tanabe, PoS ICHEP **2016**, 155 (2016) [arXiv:1702.05377 [hep-ex]].
- [56] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld and K. Hikasa, Nucl. Phys. B **282**, 253 (1987).
- [57] A. Arhrib, J. L. Kneur and G. Moultaka, [hep-ph/9603268].
- [58] I. Marchesini, DESY-THESIS-2011-044.
- [59] S. Schael *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **614**, 7 (2005).
- [60] R. Karl, “Prospects for electroweak precision measurements and triple gauge couplings at a staged ILC”, presentation at the EPS Conference on High Energy Physics 2017, Venice, <https://indico.cern.ch/event/466934/contributions/2589875/>.
- [61] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1501**, 049 (2015) [arXiv:1410.7238 [hep-ex]].

- [62] K. Moenig, “ATLAS & CMS physics prospects for the high-luminosity LHC”, presentation at CLIC Workshop 2013, CERN, <https://cds.cern.ch/record/1510150/files/ATL-PHYS-SLIDE-2013-042.pdf>.
- [63] G. W. Wilson, PoS ICHEP **2016**, 688 (2016).
- [64] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD Collaborations and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group], Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [hep-ex/0509008].
- [65] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and LEP Electroweak Collaborations], Phys. Rept. **532**, 119 (2013) [arXiv:1302.3415 [hep-ex]].
- [66] L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999) [hep-ph/9905221].
- [67] A. Angelescu, G. Moreau and F. Richard, Phys. Rev. D **96**, no. 1, 015019 (2017) [arXiv:1702.03984 [hep-ph]].
- [68] A. Djouadi, G. Moreau and F. Richard, Nucl. Phys. B **773**, 43 (2007) [hep-ph/0610173].
- [69] S. Funatsu, H. Hatanaka, Y. Hosotani and Y. Orikasa, arXiv:1705.05282 [hep-ph].
- [70] M. Neubert, ”Heavy Flavour Physics”, <http://moriond.in2p3.fr/QCD/2017/MondayMorning/Neubert.pdf>
- [71] E. Megias, M. Quiros and L. Salas, JHEP **1707**, 102 (2017) [arXiv:1703.06019 [hep-ph]].
- [72] S. Bilokin, R. Pöschl and F. Richard, arXiv:1709.04289 [hep-ex].
- [73] M. S. Amjad *et al.*, Eur. Phys. J. C **75**, 512 (2015) [arXiv:1505.06020 [hep-ex]].
- [74] J. A. Aguilar-Saavedra *et al.* [ECFA/DESY LC Physics Working Group], hep-ph/0106315.
- [75] D. Buttazzo, G. Degrassi, P. P. Giardino, G. F. Giudice, F. Sala, A. Salvio and A. Strumia, JHEP **1312**, 089 (2013) [arXiv:1307.3536 [hep-ph]].
- [76] R. Malm, M. Neubert and C. Schmell, JHEP **1502**, 008 (2015) [arXiv:1408.4456 [hep-ph]].
- [77] A. Noble and M. Perelstein, Phys. Rev. D **78**, 063518 (2008) [arXiv:0711.3018 [hep-ph]].
- [78] D. E. Morrissey and M. J. Ramsey-Musolf, New J. Phys. **14**, 125003 (2012) [arXiv:1206.2942 [hep-ph]].

- [79] A. Grassellino *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **30**, 094004 (2017) [arXiv:1701.06077 [physics.acc-ph]].
- [80] J. P. Delahaye, E. Adli, S. Gessner, M. Hogan, T. Raubenheimer, W. An, C. Joshi and W. Mori, IPAC-2014-THPRI013.
- [81] J. Goodman, M. Ibe, A. Rajaraman, W. Shepherd, T. M. P. Tait and H. B. Yu, Phys. Rev. D **82**, 116010 (2010) [arXiv:1008.1783 [hep-ph]].
- [82] S. Ritz, *et al.*, *Building for Discovery: Strategic Plan for U.S. Particle Physics in the Global Context*, <https://science.energy.gov/hep/hepap/reports/>.



(参考)

(高エネルギー加速器研究機構仮訳)

DESY-17-155

KEK Preprint 2017-31

LAL 17-059

SLAC-PUB-17161

October 2017

## 250 GeV 国際リニアコライダーの物理の意義

LCC 物理作業部会

KEISUKE FUJII<sup>1</sup>, CHRISTOPHE GROJEAN<sup>2,3</sup>, MICHAEL E. PESKIN<sup>4</sup> (CONVENERS); TIM BARKLOW<sup>4</sup>, YUANNING GAO<sup>5</sup>, SHINYA KANEMURA<sup>6</sup>, HYUNGDO KIM<sup>7</sup>, JENNY LIST<sup>2</sup>, MIHOKO NOJIRI<sup>1,8</sup>, MAXIM PERELSTEIN<sup>9</sup>, ROMAN PÖSCHL<sup>10</sup>, JÜRGEN REUTER<sup>2</sup>, FRANK SIMON<sup>11</sup>, TOMOHIKO TANABE<sup>12</sup>, JAMES D. WELLS<sup>13</sup>, JAEHOON YU<sup>14</sup>; MIKAEL BERGGREN<sup>2</sup>, MORITZ HABERMEHL<sup>2</sup>, SUNGHOON JUNG<sup>7</sup>, ROBERT KARL<sup>2</sup>, TOMOHISA OGAWA<sup>1</sup>, JUNPING TIAN<sup>12</sup>; JAMES BRAU<sup>15</sup>, HITOSHI MURAYAMA<sup>8,16,17</sup> (EX OFFICIO)

### 概要

現在の提案では、国際リニアコライダーは、250 GeV で積分ルミノシティ  $2 \text{ ab}^{-1}$  のデータを収集する第一段階に始まる、段階的实施を前提とする加速器となっている。本報告では、この 250 GeV 加速器で期待される物理について検討する。250 GeV の物理プログラムには、ヒッグス粒子の結合定数の精密測定、ヒッグス粒子のエキゾチック崩壊の探索、崩壊後の可視エネルギーがゼロまたは非常に小さい新粒子の探索、そして電子・陽電子の対消滅で発生する  $W^+W^-$  対やフェルミオン対生成のより高感度の測定などが含まれる。本報告の終わりには、最新のフルシミュレーション研究に基づく、達成可能な測定精度の予想値を表にまとめている。

- <sup>1</sup> High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Ibaraki, JAPAN
- <sup>2</sup> DESY, Notkestrasse 85, 22607 Hamburg, GERMANY
- <sup>3</sup> Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, 12489 Berlin, GERMANY
- <sup>4</sup> SLAC, Stanford University, Menlo Park, CA 94025, USA
- <sup>5</sup> Center for High Energy Physics, Tsinghua University, Beijing, CHINA
- <sup>6</sup> Department of Physics, Osaka University, Machikaneyama, Toyonaka, Osaka 560-0043, JAPAN
- <sup>7</sup> Dept. of Physics and Astronomy, Seoul National Univ., Seoul 08826, KOREA
- <sup>8</sup> Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe, University of Tokyo, Kashiwa 277-8583, JAPAN
- <sup>9</sup> Laboratory for Elementary Particle Physics, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA
- <sup>10</sup> LAL, Centre Scientifique d'Orsay, Université Paris-Sud, F-91898 Orsay CEDEX, FRANCE
- <sup>11</sup> Max-Planck-Institut für Physik, Föhringer Ring 6, 80805 Munich, GERMANY
- <sup>12</sup> ICEPP, University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-0033, JAPAN
- <sup>13</sup> Michigan Center for Theoretical Physics, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA
- <sup>14</sup> Department of Physics, University of Texas, Arlington, TX 76019, USA
- <sup>15</sup> Center for High Energy Physics, University of Oregon, Eugene, Oregon 97403-1274, USA
- <sup>16</sup> Department of Physics, University of California, Berkeley, CA 94720, USA
- <sup>17</sup> Theoretical Physics Group, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720, USA

## 目次

1	序論	4
2	ILC の段階的実施計画	5
3	電子・陽電子コライダーにおける精密測定への有効場理論を用いたアプローチ	7
4	ヒッグス粒子の結合定数の測定	10
4.1	基本的物理量: $\sigma, \sigma \cdot BR$ .....	11
4.2	$\kappa$ 形式によるヒッグス粒子の結合定数の測定精度 .....	12
4.3	有効場理論 (EFT) 形式におけるヒッグス粒子の結合定数の測定精度 .....	14
4.4	ヒッグス粒子の質量および CP の測定 .....	17
5	ILC のヒッグス粒子測定的能力と新物理モデルの比較	17
5.1	電弱対称性の破れとヒッグス場に関する理論モデル .....	17
5.2	ILC の潜在能力と様々な理論モデルの比較 .....	20
6	ヒッグス粒子の不可視崩壊とエキゾチック崩壊	22
7	新粒子の直接生成の発見の可能性	24
8	250 GeV での $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ 反応	25
9	250 GeV におけるフェルミオン対生成	27
10	ILC プログラム: 250 GeV を超えて	29
11	結論	31
A	ILC における各種物理量測定に関する精度予想	32



## 1 序論

国際リニアコライダー (ILC) は、重心系エネルギー 250 GeV から 500 GeV における新しい物理の探索と精密測定を目的とする電子・陽電子線形衝突型加速器計画である。本報告は、重心系エネルギー 250 GeV での研究プログラムを構成するヒッグス粒子の精密測定および標準理論を超える物理の探索に関する展望をまとめたものである。

新しい物理の探索に関する ILC の潜在能力は際立っている。ILC で期待される物理の成果の詳細については、2013 年の技術設計書 (TDR) [1, 2] の一部として、あるいは、米国物理学会による素粒子物理に関する将来計画検討 (スノーマス 2013 研究) [3–6] のために用意されたいくつかの白書として報告されている。本作業部会は、その後、ILC 実験に関する検討のさらなる進展に合わせて、ILC 物理プログラム全般についてのアップデート報告 [7]、ILC での新粒子の直接探索についてのアップデート報告 [8] を随時公表してきた。

昨年来、国際合意と建設開始に向け ILC での研究プログラムの再検討が進められてきた。国際リニアコライダー・コラボレーション (LCC) は、ILC 計画を段階的实施を前提とするものとして再定義し、その第一段階を 250 GeV での計画と定めた [9]。これにより、加速器の初期建設コストを大幅に引き下げ、ILC 計画の当面の目標をより焦点を絞ったものにすることができる。その場合、250 GeV での ILC 実験は、より高いエネルギーでの実験も含めたより広い研究プログラムの一部としてではなく、250 GeV 実験それ自体としてその意義が認められるものでなければならない。最近の研究の進展によって、上記の報告書の中では特に強調されてはいなかった、250 GeV での ILC 実験が持つ非常に高い物理のポテンシャルが新たに明らかになってきている。本報告の目的は、250 GeV ILC 加速器の科学的意義についての現時点での最新の知見を提供することにある。本報告をご覧になった読者には、ILC 実験が、250 GeV において既に、極めて大きな物理の意義を有することをご理解いただけるであろう。

本報告第 2 節では、2015 年に公表した ILC の運転シナリオ [10] を更新し、ILC 計画を 250 GeV から始め、トップクォーク閾値領域、そして 500 GeV 運転へと段階的に実施する場合を想定して、積分ルミノシティの時間変化に関する評価を行う。

250 GeV での ILC 実験における最も重要な課題は、125 GeV ヒッグス粒子のゲージ粒子、クォーク、レプトンへの結合定数の精密測定を行うことである。陽子・陽子コライダー実験と違い、電子・陽電子コライダー実験では、標準理論におけるヒッグス粒子の全ての主要な崩壊モードを個別に同定することが可能である。このことは、ヒッグス粒子の結合定数の絶対値を、高い精度でしかも理論モデルに依存せずに決定できることを意味する。本報告第 3 節および第 4 節では、どのようにしてそのような結合定数決定が可能となり、どのような決定精度が期待できるのかを示す。

標準理論を超える新しい物理の探索は、今日の素粒子物理学の課題の中で最も重要なものである。LHC では様々な種類の新粒子の探索が精力的に続けられており、また、それ以外の所でも暗黒物質の探査実験が種々行われている。ヒッグス粒子の結合定数には、非常に重い新粒子との混合やループ補正により標準理論の予言値からのずれが誘起されると期待されるため、ヒッグス粒子の結合定数の研究は、これら直接探査実験とは本質的に直交する、新しい物理に至る新しい道筋を提供する。今日、LHC では、ヒッグス粒子の結合定数の大きなずれを探索中であるが、典型的な新物理の理論が予言するヒッグス粒子の結合定数に現れる標準理論の予言値からのずれは一般に小さく、高々 10% 程度である。従って、LHC 実験の精度を超える高精度実験が必要となる。**我々の見解では、このヒッグス粒子の精密研究こそが、現在まだ利用されていない、標準理論を超える新しい物理の発見を可能とする最も重要なプローブなのである。**このことがヒッグス粒子の精密研究のための新しい加速器の建

設に対するとりわけ強い動機となる。

質的に異なる新物理の理論は標準理論からの異なつたずれのパターンを予言する。もしヒッグス粒子の結合定数を個別に高い精度で測定できれば、ずれの示すパターンを見出し、新しい物理の性質に関する情報を入手することが可能になる。第 5 節では、この点についての考察を進め、いくつかの可能なシナリオを例示する。

ヒッグス粒子はまた、新しい物理への可能なもう一つの窓口を提供する。ヒッグス粒子は、潜在的に、標準理論に含まれる通常の相互作用をしない新粒子とも容易に結合し得る。それらの新粒子は暗黒物質であるかも知れないし、あるいは、通常のプローブに頼った実験では検出不能なものであるかも知れない。第 6 節では、ヒッグス粒子の不可視崩壊やその他のエキゾチック崩壊の探索における ILC の発見能力について検討する。

第 7 節から 9 節にかけて、250 GeV 電子・陽電子コライダーの発見能力について、ヒッグス粒子の精密測定以外の研究プログラムの観点から考察する。まず第 7 節では、暗黒物質やその他の LHC での検出が困難な新粒子の対生成の探査能力について論ずる。また、第 8 節では、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  反応の精密測定から得られる新しい情報について議論する。第 9 節は、250 GeV における電子・陽電子対消滅によるフェルミオン対生成反応を使った新しいボソン共鳴状態の探索やクォークやレプトンの内部構造の探索の見通しについて検討する。

最後に第 10 節では、350 GeV、500 GeV、あるいはさらに高いエネルギーでの測定のためのエネルギー増強後の ILC の能力についてごく簡単に考察する。実際、250 GeV ILC のために整備された基盤施設は、第一段階の 250 GeV での実験の成功を経て、将来の長きにわたって電子・陽電子衝突実験の未来を支える基盤となるであろう。

付録には、主要な物理量について期待される測定誤差をまとめた表を掲載した。ILC での物理の展望の議論や、ILC 以外の加速器施設提案との比較をする際には、これらの数値を使用することを推奨する。

## 2 ILC の段階的実施計画

ILC 技術設計書 (TDR) の発表後 [1, 2, 11–13]、ILC の標準的な運転のシナリオが策定された [10]。この運転シナリオは 500 GeV の加速器の建設を仮定しており、20 年間に重心系エネルギー 500 GeV、250 GeV、および 350 GeV で、それぞれ  $4\text{ab}^{-1}$ 、 $2\text{ab}^{-1}$ 、 $200\text{fb}^{-1}$  の積分ルミノシティの運転を行うものである。また、ビームの偏極度は電子ビームで  $\pm 80\%$ 、陽電子ビームで  $\pm 30\%$  である。図 1 に文献 [10] で想定されたエネルギー毎の積分ルミノシティの時間発展の様子を示す。このシナリオでは実験開始時の重心系エネルギーは 500 GeV である。実験を 500 GeV から始めるのには、三つの大きな物理の理由がある。第 1 にヒッグス粒子の結合定数を測定するために  $e^+e^- \rightarrow Zh$  と  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$  の二つの主要なヒッグス粒子生成過程が利用できること、第 2 に  $t\bar{t}h$  過程でのトップクォーク湯川結合の直接測定を含む、トップクォークの結合係数の精密測定を開始できること、そして、第 3 は新粒子発見の可能性を最大限高められることである。

とは言え、ILC 物理プログラムの非常に重要な部分が、250 GeV 運転で収集される、反跳  $Z$  粒子でタグ付けされた非常にバックグラウンドの少ない 50 万個に達するヒッグス粒子生成の実験データに依拠している。一方、第 3 節で説明するように、様々なヒッグス粒子の崩壊モードを再構成する新しい解析、そして新しいより強力な理論的な方法を用いることによって、250 GeV プログラムだけでもヒッグス粒子の物理的特性を強力にしかも理論モデルに依らずに明らかにできることが分ってきた。

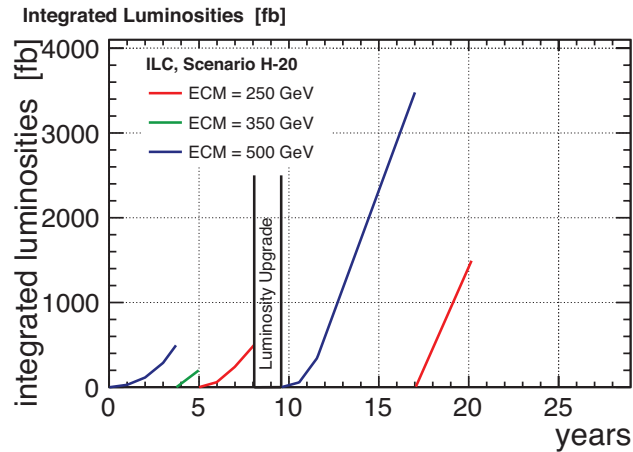


図 1: 500 GeV ILC の名目 20 年間の運転プログラム [10]。

つまり、第 1 段階として 250 GeV での長期運転を行う運転シナリオには物理の観点からも合理性があるということだ。本報告の目的はこのことを詳述することである。

250 GeV の加速器設計と ILC 計画の段階的実施の詳細は文献 [9] に記述されている。本節では、その計画がどのように運転シナリオとルミノシティに影響を与えるのかを検討する。

500 GeV 加速器ではなく 250 GeV 加速器を建設するとすると、250 GeV 運転で想定できるルミノシティが変わる。これまでの運転シナリオ (図 1) では、500 GeV 運転のための高周波電源および冷却設備を活用し、250 GeV 運転での繰り返し周波数を 5 Hz から 10 Hz に倍増できた。250 GeV 実験のための最小限の加速器を建設した場合、半分の能力の施設しか整備されていないので、この方式は利用できない。従って、同じ積分ルミノシティを得るために必要な 250 GeV での運転期間は 15 年に延び、全 ILC プログラムは 26 年間となる。このシナリオでの積分ルミノシティの時間発展を図 2a に示す。

衝突点でビームをより強く絞ることにより、コストを増加させることなくルミノシティを高められる可能性がある。これにはビームストラールングと  $e^+e^-$  対生成の増加が伴う。しかしながら、ILC の衝突点は重心系エネルギー 500 GeV、あるいはそれを超える 1 TeV での実験にも対応できるように設計されている。ビームストラールングはエネルギー依存性が強く、低いエネルギーではその影響が大幅に低減される。従って、250 GeV 運転に関しては、よりアグレッシブなビームパラメータを選択する余地がある。このビームパラメータ変更を含むトップレベル加速器パラメータ変更案は現在審査中で、近く承認される見通しである。図 2b に、新しいビームパラメータ (暫定版) を採用した場合の運転・実験計画に対する影響を示す。新しい計画での 250 GeV 段階の運転期間は 11 年で、全プログラムの実施期間は当初案の 20 年とほとんど変わらない。新しい運転計画の最終的な可否判断には、新しいビームエネルギー分布や  $e^+e^-$  対バックグラウンドを考慮に入れて、新しいビームパラメータが検出器と物理測定に及ぼす影響を正確に定量的に評価する必要がある。本報告に引用されている物理検討は全て TDR パラメータを仮定して行われており、厳密には図 2a の場合に対応している。しかし、従来のパラメータの場合との違いは小さく、図 2b に対応する新しいビームパラメータの場合でも、同様の結果が得られるとの楽観的な見通しを持っている。

ビーム偏極が高エネルギーでの ILC 実験プログラムにおいて果たす極めて重要な役割については、文献 [2] に立証されている。以下の節で示すように、断面積の偏極度依存性を測定できる ILC の能力

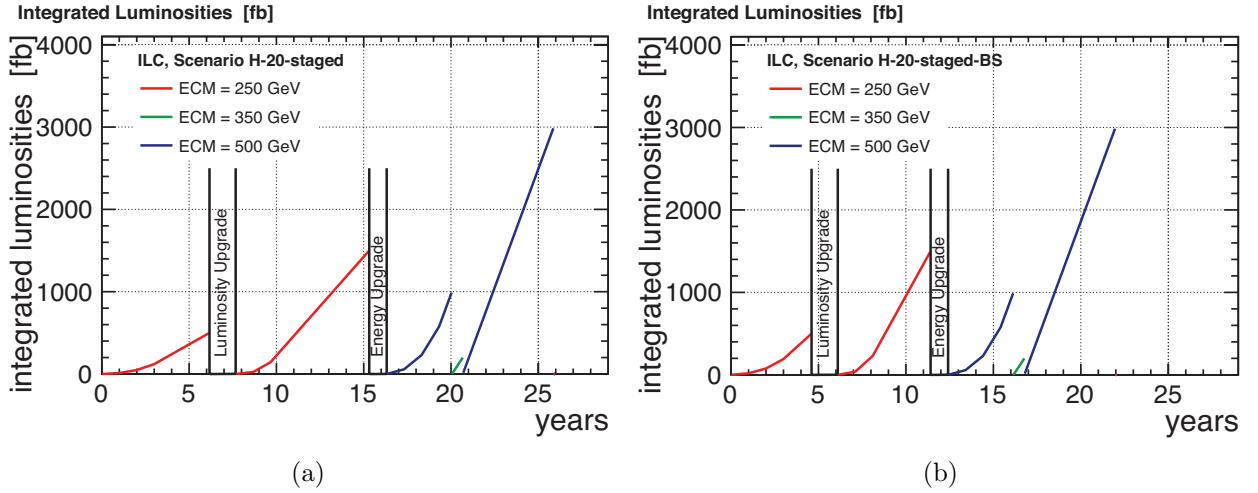


図 2: 250 GeV でのルミノシティに関する二つの仮定（従来のビームパラメータの場合 (a) と新しいビームパラメータの場合 (b)) に対応する ILC の運転計画の比較。いずれの場合も、最終的には図 1 と同じ積分ルミノシティに到達する。

は 250 GeV でのヒッグス物理でも非常に重要である。文献 [10] には、重心系エネルギーごとに、電子ビームと陽電子ビームの 4 つの可能なビーム偏極符号の組み合わせのそれぞれに対する積分ルミノシティの配分比率が提案されている。250 GeV 運転では、四つの組み合わせ  $(-, +, -, +)$  に対する比率は (67.5%, 22.5%, 5%, 5%) となっている、ここで第 1 の符号は電子ビームの偏極、第 2 の符号は陽電子ビームの偏極である。特に、 $-+$  の組み合わせはヒッグス粒子の生成断面積を最大化する。本報告で用いる新しい理論の枠組みでは、生成断面積の左巻き-右巻き (LR) 偏極非対称度が重要な役割を果たす。そこで、この LR 偏極非対称度の測定に最適化するために、本報告ではビーム偏極の組み合わせに対する積分ルミノシティ比率として (45%, 45%, 5%, 5%) を仮定する。

### 3 電子・陽電子コライダーにおける精密測定への有効場理論を用いたアプローチ

ILC でのヒッグス粒子研究プログラムの目標は、種々のヒッグス粒子の結合定数を高精度でしかも理論モデルに依存しない形で決定することにある。

ヒッグス粒子の結合定数のある適当な組み合わせに関して、これが可能であることを示すことは容易である。 $e^+e^- \rightarrow Zh$  反応では、ヒッグス粒子は、実験室系で決まったエネルギー ( $\sqrt{s} = 250$  GeV の場合は 110 GeV) を持つ  $Z$  粒子を伴って生成される。一般には始状態輻射を伴う  $e^+e^- \rightarrow ZZ$  反応からくる比較的小さくかつ計算可能なバックグラウンド事象の混入を例外として、このエネルギーでの  $Z$  粒子の生成を確認することでヒッグス粒子の生成事象に印をつけることができる ( $Z$  粒子タグ)。こうすることで、ヒッグス粒子の崩壊モードのいかに関わらず  $e^+e^- \rightarrow Zh$  生成全断面積の絶対測定が可能となり、また、ヒッグス粒子の様々な崩壊分岐比に対する直接測定が可能になる。

難しいのは、ヒッグス粒子の各々の結合定数の強さの絶対値を決定することである。ヒッグス粒子のある粒子対  $A\bar{A}$  への結合の強さは、部分崩壊幅  $\Gamma(h \rightarrow A\bar{A})$  から、崩壊分岐比との次の関係

$$BR(h \rightarrow A\bar{A}) = \Gamma(h \rightarrow A\bar{A})/\Gamma_h \quad (1)$$

を通して決められる。ここで  $\Gamma_h$  は、ヒッグス粒子の全崩壊幅である。標準理論 (SM) においては、125 GeV ヒッグス粒子の全崩壊幅は 4.1 MeV に過ぎず、これを運動学的に直接測定することは小さ過ぎ



ぎて不可能である。そこで、ヒッグス粒子の全崩壊幅の決定は間接的なものにならざるを得ず、よってその決定には理論的な枠組みが必要になる。

電子・陽電子コライダーにおけるヒッグス粒子測定に関するこれまでのほとんどの文献において、ヒッグス粒子の全崩壊幅は、 $\kappa$  パラメータを使った形式：

$$\frac{\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)}{SM} = \kappa_Z^2, \quad \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)}{SM} = \kappa_Z^2 \quad (2)$$

を用いて決定する方法が採用されていた。ここで  $SM$  は標準理論の予言値である。電子・陽電子衝突実験の環境下では、関連する全ての  $\kappa_A$  パラメータを決定するに十分な数の測定が可能である。特に、以下の比：

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)/BR(h \rightarrow ZZ^*) \quad (3)$$

は、 $\kappa_Z$  に依存せず、ヒッグス粒子の全崩壊幅と直接関連付けることが可能である。しかしながら、250 GeV ILC においては、たとえ  $2 \text{ ab}^{-1}$  のデータを収集したとしても、 $BR(h \rightarrow ZZ^*)$  の測定の精度は、この崩壊の分岐比が小さいことによる統計誤差で制限されてしまい、その結果、全崩壊幅の決定精度も統計誤差で制限されたものにならざるを得ない。

$\kappa$  形式にはもっと深刻な問題がある。実は、 $\kappa$  形式は、理論モデルに依存するのである。原理的にヒッグス粒子と  $ZZ$  の結合には次式右辺の二項に対応する二つの構造があり得る。

$$\delta\mathcal{L} = \frac{m_Z^2}{v}(1 + \eta_Z)hZ_\mu Z^\mu + \zeta_Z \frac{1}{v}hZ_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} \quad (4)$$

ここで、係数  $\eta_Z$ 、 $\zeta_Z$  は、新しい物理の影響による独立な補正に対応する\*。ヒッグス粒子の  $WW$  への結合定数も同様な構造を持ち、パラメータ  $\eta_W$ 、 $\zeta_W$  で表せる。 $\kappa$  形式では、 $\zeta_Z$ 、 $\zeta_W$  はゼロだと仮定されている。 $\zeta_Z$  の項は運動量に依存し、よってこの項の寄与はベクトル粒子対 ( $ZZ$ ) の運動量配位に依存する。実際、125 GeV ヒッグス粒子に対し、 $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$  では、

$$\begin{aligned} \Gamma(h \rightarrow ZZ^*)/SM &= (1 + 2\eta_Z - 0.50\zeta_Z) \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow Zh)/SM &= (1 + 2\eta_Z + 5.7\zeta_Z) \end{aligned} \quad (5)$$

となる。かくして、ヒッグス粒子の  $Z$  粒子への結合に依存する部分は式 (3) の中で相殺せず、よってこの比を使ってヒッグス粒子の全崩壊幅を曖昧さなしに決めることはできないのである。

この問題には、魅力的な解決策がある。LHC 実験で未だ標準理論を超える物理に伴う新粒子が発見されていない事実は、これらの新粒子が存在するにせよ重いこと、つまり、電弱相互作用でのみ生成されるような新粒子に関しては 500 GeV 以上、強い相互作用をする新粒子については 1 TeV 以上の質量を持つことを示唆している。もし、これらの新粒子が実際そのように十分重いのであれば、125 GeV ヒッグス粒子の物理は、ラグランジアンに含まれる新粒子の自由度を積分して消してしまい、それらの新粒子の効果を標準理論の粒子場のみからなる演算子によって級数展開することで得られるはずである。標準理論自体、標準理論の粒子場のみからなる次元が最大 4 までの演算子からなる、最も一般的なゲージ不変ラグランジアンで与えられる。標準理論への補正は、この標準理論ラグランジアンに対する次元 6 あるいはそれより高い次元の演算子からなる付加項として記述されることになる。仮に新粒子の中で最も軽いものの質量を  $M$  とすると、次元 6 演算子の係数は  $m_h^2/M^2$  に比例する。これは、 $m_h^2/M^2$  による級数展開の最初のオーダーの寄与に対応する。次元 8 あるいはそれより高い次元の演算子は、さらに  $m_h^2/M^2$  の因子が追加で掛け算されるため、高次補正に対応する。

\*原理的には、 $\eta_Z$  や  $\zeta_Z$  を運動量の関数とするようなさらなる別の構造も存在しうる。しかし、(4) は、標準理論への摂動を次元 6 演算子による摂動に限った場合の最も一般的な形であり、以下の議論は、この制限下で行うものとする。

このことから、ヒッグス粒子に関する新しい物理の効果の最も一般的なパラメータ表現が、標準理論のラグランジアンに  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  不変な次元 6 演算子の最も一般的な集合を付加した有効ラグランジアンであることが示唆される。これを標準理論有効場理論 (EFT) と呼ぶ。

EFT 形式による解析は、LHC 実験で観測されるかも知れない、ヒッグス物理やゲージ粒子の相互作用における標準理論からのずれをパラメータ化するための最良の方法として、LHC コミュニティでも採用されている。LHC 実験でこの方法を使う利点は、この方法が輻射補正を計算するための正確な理論形式を与える点にある。この点は LHC 実験にとって重要である。何故なら、ヒッグス粒子の検出にはしばしば分岐比の小さな崩壊モードを使う必要があり、そこでは、(例えば終状態にレプトン対が現れる場合のように) 異なる基本的な結合が寄与し、また、QCD 過程に対して定量的な理論予想を立てるには次のオーダー (NLO) の補正が必要になるからである。しかしながら、LHC において、EFT 形式を完全に一般的な形で適用することは困難である。最も大きな問題は、可能な次元 6 演算子の数が膨大であることである。実際、物質フェルミオンを一世代に限り、また、バリオン数を保存する演算子のみに限ったとしても、標準理論ラグランジアンに付加できる次元 6 演算子の数は 59 個にもなる。これらの演算子のほとんどがクォーク場やグルーオン場を含み、よって LHC で素粒子反応に関連しているのだ。

標準理論のゲージ粒子、ヒッグス粒子、そして軽いレプトンのみが関与するような反応においては、可能な演算子の数ははるかに少ない。それでも、それなりの数にはなる。実際、文献 [15] では、これらの反応に寄与しうる重い新粒子を含む物理の効果をも一般的に表現するためには、次元 6 演算子 10 個が必要だとしている。<sup>†</sup> 同じ 10 個の演算子が種々の電弱精密測定の対象となる物理量や  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  反応に関する観測量における標準理論からのずれもパラメータ表現することになる。電子・陽電子コライダー実験では、10 個のパラメータを大きな縮退なく決めるために必要な十分な数の物理量の測定が可能である。こうして、電子・陽電子コライダーで可能な全ての測定を総合的に使って標準理論を検証する、統一的理論形式が提供されるのである。質量殻上にあるヒッグス粒子の崩壊を考慮すると、さらに 7 個の演算子が必要になる。ヒッグス粒子の崩壊を測定すれば、これら追加の演算子の係数も決定できる。EFT 形式の枠組みに基づき、予想される電子・陽電子コライダーからのデータをフィットした場合の結果が論文 [16–19] に示されている。これらのうちの最後の論文では、17 個のパラメータを使った EFT 理論モデルの完全性と、想定される電子・陽電子コライダーからのデータを使えば、これら 17 個のパラメータを実際に同時フィットして決定できることが強調されている。

この 17 パラメータ形式の威力を示すために、この節の始めに投げかけた疑問に答えてみよう。問題というのは、ヒッグス粒子の  $ZZ$  対への結合と  $WW$  対への結合は、各々、二つの独立な運動学的な構造を持っており、それらの係数は各々独立に決定されなければならないというものであった。EFT 形式には、式 (4) に現れる  $\eta_{Z,W}$  および  $\zeta_{Z,W}$  パラメータに寄与する次元 6 演算子の係数が含まれている。違いは、EFT ラグランジアン  $SU(2) \times U(1)$  不変性によって、 $Z$  関連の係数と  $W$  関連の係数の間に関係がつくことである。これらの関係は単純ではないが、それらの間に非常に強い制約を課すことが分かっている。 $\eta$  パラメータに関しては、その関係は、

$$\begin{aligned}\eta_W &= -\frac{1}{2}c_H + 2\delta m_W - \delta v \\ \eta_Z &= -\frac{1}{2}c_H + 2\delta m_Z - \delta v - c_T\end{aligned}\quad (6)$$

のようになる。ここで  $c_i$  は、次元 6 演算子の係数である。 $\delta m_W$ 、 $\delta v$ 、 $\delta m_Z$  は、これらの係数の組

<sup>†</sup> これら 10 個の演算子のうち、一つはヒッグス粒子の 3 点および 4 点自己結合をずらす、最低次の計算では、ヒッグス粒子を一つだけ生成するような反応には影響を与えない。

み合わせのうち  $m_W$ ,  $G_F$ ,  $m_Z$  のずれに対応する組み合わせである。(これらは、それぞれの測定値で制限される。)  $c_T$  は本質的に電弱精密測定に現れる  $T$  パラメータ [20] に対応し、電弱精密測定によって、小さな値に制限されている。同様に、 $\zeta$  パラメータについては

$$\begin{aligned}\zeta_W &= (8c_{WW}) \\ \zeta_Z &= \cos^2 \theta_w (8c_{WW}) + 2 \sin^2 \theta_w (8c_{WB}) + (\sin^4 \theta_w / \cos^2 \theta_w) (8c_{BB})\end{aligned}\quad (7)$$

のような関係が得られる。ここで、 $c_{WB}$ ,  $c_{BB}$  は、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  反応やヒッグス粒子の  $\gamma\gamma$  や  $Z\gamma$  への崩壊にも寄与し、それらの測定によって強く制限される。これらの制限のネットワークの存在の結果、ILC でのヒッグス粒子測定によって解決されるべき問題は、本質的に、 $e^+e^- \rightarrow Zh$  反応と  $h \rightarrow WW^*$  崩壊の測定による二つのパラメータ  $c_H$  および  $c_{WW}$  の決定の問題に帰着する。これら二つの反応に対し、250 GeV ILC で十分な統計量のデータが得られる。特に興味深い点は、これまでの ILC 研究では考慮されてこなかった新しいヒッグス粒子関連の測定量が重要になってきたことである。特に、 $e^+e^- \rightarrow Zh$  反応のビーム偏極非対称度や角分布の測定が  $\zeta_Z$  や  $c_{WW}$  に非常に強い制限を課すことが明らかになった [19]。

注目すべきことは、EFT 形式を電子・陽電子衝突の世界に適用した場合、LHC の世界で EFT 形式の支持者が夢見た理想的な解析が、非常に美しい形で実現できることである。EFT 形式は、電弱精密測定からくる制限やヒッグス粒子を含む反応だけでなく、全ての高エネルギー電子・陽電子反応の測定による制限を一つに編み合わせることでできる、まとまった一つの理論形式を提供するのである。新しい物理による摂動を最も一般的な形で表現するのに必要な自由パラメータの数は多いが、処理可能な範囲であり、関係する全てのパラメータを独立に決定することが可能である。もともと小さい摂動に対する二次の電弱補正の必要性は直ちには明らかではないが、EFT 形式は、必要ならばそうした輻射補正を曖昧さなく計算するためのラグランジアン設定を提供する。こうして、この理論形式は、標準理論の厳密な検証の、そして望むらくは、標準理論を超える新しい物理の効果を発見するための強力な方法となるのである。

## 4 ヒッグス粒子の結合定数の測定

標準理論においては、ヒッグス粒子の全ての結合定数がヒッグス粒子の質量の関数として予言される (以下、ヒッグス粒子の結合定数をヒッグス結合と略記する)。また、その質量値は LHC 実験によって 0.2% の精度で分かっている [21]。これらの標準理論の予言からのずれの観測は、それがいかなるものであれ、標準理論を超える物理の存在を意味する。先に述べたように、そして第 5 節でさらに議論するように、ずれの期待値は、典型的な標準理論を超える理論モデルでは、おしなべて小さい。従って、将来の電子・陽電子コライダの主要課題の一つは、種々のヒッグス結合を O(1%) の精度で測定することである。この課題がほとんどのヒッグス結合に関して達成可能であることは、 $\sqrt{s} = 500$  GeV 運転を基本とする ILC の運用シナリオについては、測定器フルシミュレーションに基づいて証明済みである [2, 3, 7, 10]。

従って、ここでは積分ルミノシティ  $2 \text{ ab}^{-1}$  を仮定した 250 GeV ILC でのヒッグス結合測定の展望について述べる。

この節では、まず最初にヒッグス結合のフィットに用いる基本物理量を導入する。また、いかなる理論の仮定も用いることなく実験的に決定可能な、崩壊分岐比の測定精度についても議論する。絶対規格化された結合定数値を見積もるには、ヒッグス粒子の全崩壊幅を決定する必要がある。これには何らかの理論の枠組が必要になる。本節では、前節で述べた  $\kappa$  形式および有効場理論 (EFT) 形式

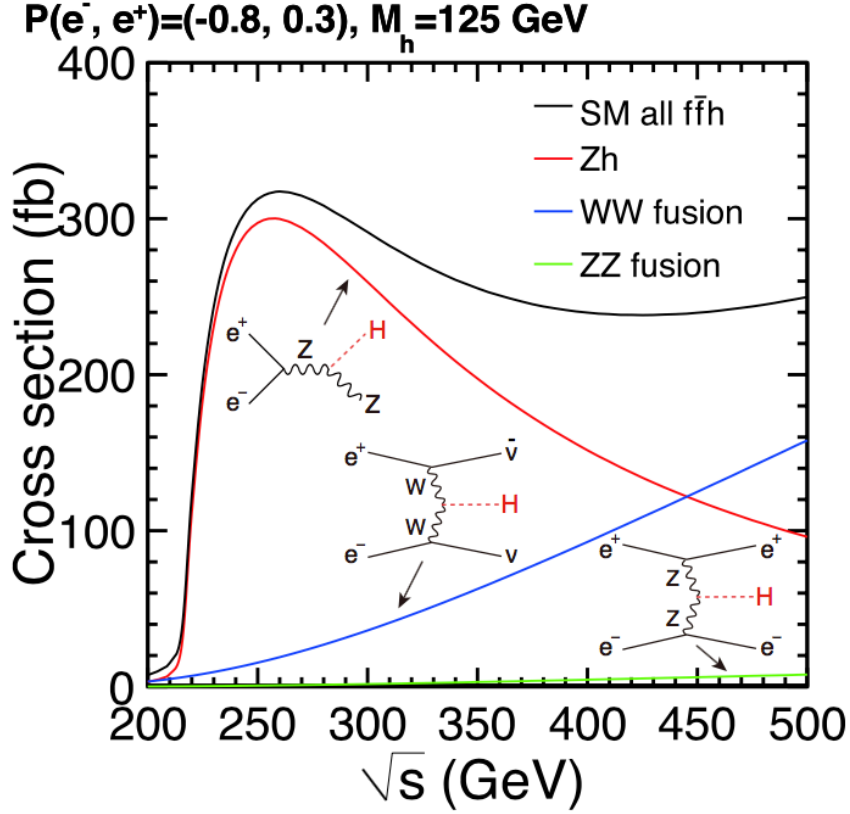


図 3: 三つの主要なヒッグス粒子生成過程の断面積の重心系エネルギー依存性 ([2] から引用)。

を使った全崩壊幅の決定について議論する。その際、 $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  から  $250 \text{ GeV}$  への変更に起因する主要な帰結について、そして有効場理論の枠組みにおいて重要な役割を担う新たな物理量について強調する。特に記載がなければ、本節に示す全ての数値は、積分ルミノシティ  $2 \text{ ab}^{-1}$ 、その異なるビーム偏極の組み合わせに対する第 2 節で導入した配分比率に対するものである。

#### 4.1 基本的物理量: $\sigma, \sigma \cdot BR$

電子・陽電子衝突での、標準理論における主たるヒッグス粒子生成過程の断面積を、ビーム偏極  $(P_e, P_p) = (-0.8, +0.3)$  の場合について、図 3 に示す。 $e^+e^- \rightarrow Zh$  過程の断面積は  $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$  において最大となり、積分ルミノシティ  $2 \text{ ab}^{-1}$  に対し約 50 万個の  $Zh$  事象が得られる。これは、反跳質量法を用いた包括断面積  $\sigma_{Zh}$  や様々な崩壊モードの出現頻度  $\sigma_{Zh} \cdot BR$  の精密測定を可能にする。 $\sigma_{Zh}$  および  $\sigma_{Zh} \cdot BR$  の測定精度に関する最新見積もりは、文献 [19] の付録にある。特筆すべきは、 $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$  では、 $(-+)$ 、 $(+-)$  どちらのビーム偏極状態に対しても、 $\sigma_{Zh}$  を 1.0% の精度で測定できることである。 $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  崩壊の場合の反跳質量分布を図 4 (左) に示す。

ひとたび  $\sigma_{Zh}$  および  $\sigma_{Zh} \cdot BR$  が測定されれば、絶対崩壊分岐比をフィッティングに頼ることなく決定できる。標準理論の崩壊分岐比の中で最も精密に測定できるのは  $BR_{bb}$  と  $BR_{\tau\tau}$  であり、その精度は、それぞれ 0.89%、1.4% である。もし  $O(1\%)$  あるいはそれを超える標準理論にないエキゾチック崩壊モードが存在すれば、その最初の兆候が  $BR_{bb}$  および  $BR_{\tau\tau}$  のずれの観測ということも十分あり得る。崩壊分岐比  $BR_{cc}$ 、 $BR_{gg}$  を LHC で測定することは難しいが、ILC では、それぞれ

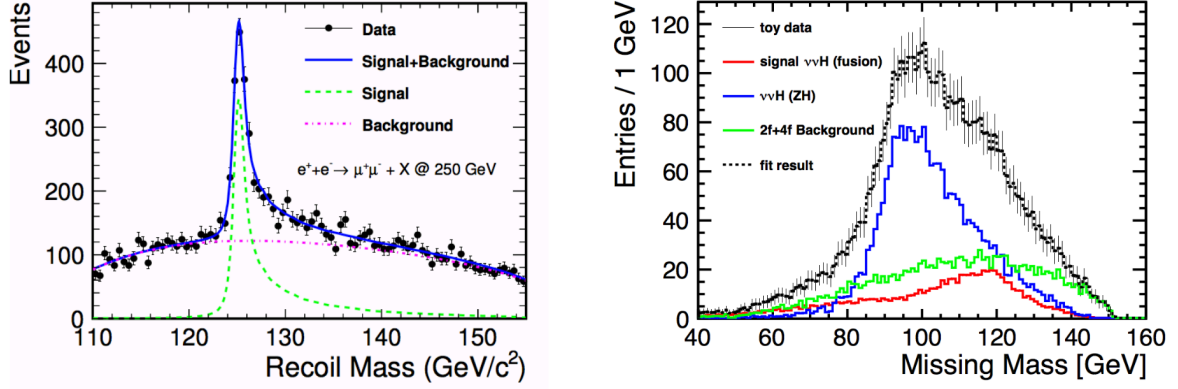


図 4: (左) 250 GeV での、信号過程  $e^+e^- \rightarrow Zh$  および標準理論の背景事象の、 $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  に対する反跳質量分布 [25]; (右) 250 GeV での信号過程  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ ,  $h \rightarrow b\bar{b}$  および標準理論の背景事象の質量欠損分布 [26, 27].

3.2%、2.7% の精度で測定可能である。また、 $BR_{WW}$  と  $BR_{ZZ}$  は全崩壊幅測定で特別な役割を果たすが、それぞれ 1.9%、6.7% の精度で測定できる。稀崩壊モードへの分岐比  $BR_{\gamma\gamma}$  と  $BR_{\mu\mu}$  は、利用できる統計に制限され、それぞれ 13%、27% の精度でしか測定できない。<sup>‡</sup> しかしながら、これらの測定は崩壊分岐比の比、 $BR_{ZZ}/BR_{\gamma\gamma}$  や  $BR_{\mu\mu}/BR_{\gamma\gamma}$  が HL-LHC により、それぞれ 2%、12% で測定可能なので [23, 24]、LHC の結果と統合することにより改善できる。ヒッグス粒子が  $Z$  粒子の反跳を伴って生成されるという事実は、ヒッグス粒子の不可視崩壊に対し、95% の信頼度で  $BR_{inv} < 0.32\%$  まで制限できる高い感度をもたらす。250 GeV 物理プログラムの不可視崩壊、エキゾチック崩壊への感度については第 6 節でさらに議論する。

$\sigma_{Zh}$  と  $BR$  の測定については、ルミノシティが減るにもかかわらず、 $\sqrt{s} = 500$  GeV から 250 GeV への変更による問題はないようである。実際、 $\sigma_{Zh}$  は 250 GeV でより精度良く測定できるが、これは 250 GeV の方が断面積が大きいこととビームストラールング効果が少ないことのおかげである。一方、エネルギーが低くなると、 $WW$  融合反応 ( $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ ) には重大な影響がある。断面積がほぼ 10 分の 1 になってしまうからである。その上、250 GeV では位相空間が制限されることにより、 $\nu\bar{\nu}h$  反応に対する質量欠損スペクトルが、図 4 (右) に示したように、 $Zh$ 、 $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  過程のそれと大きく重なってしまうという問題が生じる。その結果、 $(-+)$  ビーム偏極状態に対する  $\sigma_{\nu\nu h} \cdot BR_{bb}$  が 4.3% の精度でしか測定できなくなる。また、 $\sigma_{Zh} \cdot BR_{bb}$  測定との間に  $-34\%$  の相関が生じる。これは  $BR_{bb}$  の決定の際に考慮する必要があるが、最終結果に与える影響は小さい。

#### 4.2 $\kappa$ 形式によるヒッグス粒子の結合定数の測定精度

式 (2) のところで定義した  $\kappa$  形式では、上で導入した基本的物理量のみを用いて、全てのヒッグス粒子の結合定数をグローバルフィットで導出できる。ヒッグスの全崩壊幅は

$$\Gamma_h = \frac{\Gamma_{ZZ}}{BR_{ZZ}} = \frac{\Gamma_{WW}}{BR_{WW}} \quad (8)$$

で与えられる。ここで  $\Gamma_{ZZ}$  ( $\Gamma_{WW}$ ) は  $ZZ^*$  ( $WW^*$ ) の部分崩壊幅である。 $\kappa$  形式では、 $\Gamma_{ZZ}$  ( $\Gamma_{WW}$ ) は

$$\Gamma_{ZZ} \propto \kappa_Z^2 \propto \sigma_{Zh} \quad (\Gamma_{WW} \propto \kappa_W^2 \propto \sigma_{\nu\nu h}) \quad (9)$$

<sup>‡</sup> $BR_{\mu\mu}$  の有望な測定精度向上方法については [22] で議論されている。

	ILC250		+ILC500	
	$\kappa$ fit	EFT fit	$\kappa$ fit	EFT fit
$g(hbb)$	1.8	1.1	0.60	0.58
$g(hcc)$	2.4	1.9	1.2	1.2
$g(hgg)$	2.2	1.7	0.97	0.95
$g(hWW)$	1.8	0.67	0.40	0.34
$g(h\tau\tau)$	1.9	1.2	0.80	0.74
$g(hZZ)$	0.38	0.68	0.30	0.35
$g(h\gamma\gamma)$	1.1	1.2	1.0	1.0
$g(h\mu\mu)$	5.6	5.6	5.1	5.1
$g(h\gamma Z)$	16	6.6	16	2.6
$g(hbb)/g(hWW)$	0.88	0.86	0.47	0.46
$g(h\tau\tau)/g(hWW)$	1.0	1.0	0.65	0.65
$g(hWW)/g(hZZ)$	1.7	0.07	0.26	0.05
$\Gamma_h$	3.9	2.5	1.7	1.6
$BR(h \rightarrow inv)$	0.32	0.32	0.29	0.29
$BR(h \rightarrow other)$	1.6	1.6	1.3	1.2

表 1:  $\kappa$  形式、有効場理論 (EFT) 形式それぞれを用いたフィットに対して予想される、ヒッグス結合およびその他のヒッグス粒子関連物理量の相対誤差 (単位は %)。ILC 250 の列は、 $\sqrt{s} = 250$  GeV での積分ルミノシティ  $2 \text{ ab}^{-1}$  を、第 2 節で定義したように、異なるビーム偏極状態に対し  $(-+, +-, --, ++)$  = (45%, 45%, 5%, 5%) の比率で分配することを想定している。ILC 500 の列は、それに加えて  $\sqrt{s} = 350$  GeV で積分ルミノシティ  $200 \text{ fb}^{-1}$ 、偏極状態配分比率 (45%, 45%, 5%, 5%)、 $\sqrt{s} = 500$  GeV で積分ルミノシティ  $4 \text{ ab}^{-1}$ 、偏極状態配分比率 (40%, 40%, 10%, 10%) を想定している。HL-LHC による 3 つの物理量  $BR_{\gamma\gamma}/BR_{ZZ}$ 、 $BR_{\gamma Z}/BR_{\gamma\gamma}$ 、および  $BR_{\mu\mu}/BR_{\gamma\gamma}$  の測定は全てのフィットに含まれている。実効結合定数  $g(hWW)$  と  $g(hZZ)$  はそれぞれの部分崩壊幅の 2 分の 1 乗に比例するように定義されている。表下部の二行は不可視およびそれ以外のエキゾチック崩壊への分岐比に対する 95% 信頼度の上限を示している。有効場理論 (EFT) 形式によるフィットに用いた公式の詳細と、フィットの結果得られた共分散行列については文献 [15] を見よ。

という簡単な関係に基づいて、 $\sigma_{Zh}$  ( $\sigma_{\nu\nu h}$ ) の測定から  $\kappa_Z$  ( $\kappa_W$ ) を通して決定される。他の結合 ( $\kappa_A$ ) あるいは部分崩壊幅 ( $\Gamma_{AA}$ )、 $A = b, c, g, \tau, \mu, \gamma$ 、は

$$\kappa_A^2 \propto \Gamma_{AA} = \Gamma_h \cdot BR_{AA} \quad (10)$$

の関係式により決まる。既に述べたように、 $BR_{ZZ}$  は 6.7% の精度でしか測定できない。よって、もし式 (8) の前半のみを用いるとすると、ヒッグス結合測定の精度は ( $\kappa_Z$  を除き) 3% より良くなることはない。一方、 $BR_{WW}$  は  $BR_{ZZ}$  の 10 倍大きいので、よりよい精度で測定できる。この理由から、 $\kappa$  形式の解析では、(式 (8) の後半の使用、そのための)  $BR_{WW}$  測定および  $WW$  融合によるヒッグス生成断面積  $\sigma_{\nu\nu h}$  の測定が  $\Gamma_h$  と  $\kappa_A$ 、 $A \neq Z$  の測定に必須であるとの認識が広く共有されている。 $\kappa$  形式におけるヒッグス結合の測定精度を表 1 に示す。 $\sqrt{s} = 250$  GeV では、 $\kappa_Z$  は非常に精度良く決定でき、その精度は 0.38% であることが見て取れる。しかし、他の  $\kappa_A$  は ( $\sigma_{\nu\nu h}$  と  $BR_{ZZ}$  測定精度に制限されてしまうため)  $\sim 2\%$  程度までしか決定できないことも分かる。例外は  $\kappa_\gamma$  である。これはフィットの入力に含まれる HL-LHC における  $BR_{ZZ}/BR_{\gamma\gamma}$  測定予想値の助けによるところが大きい。

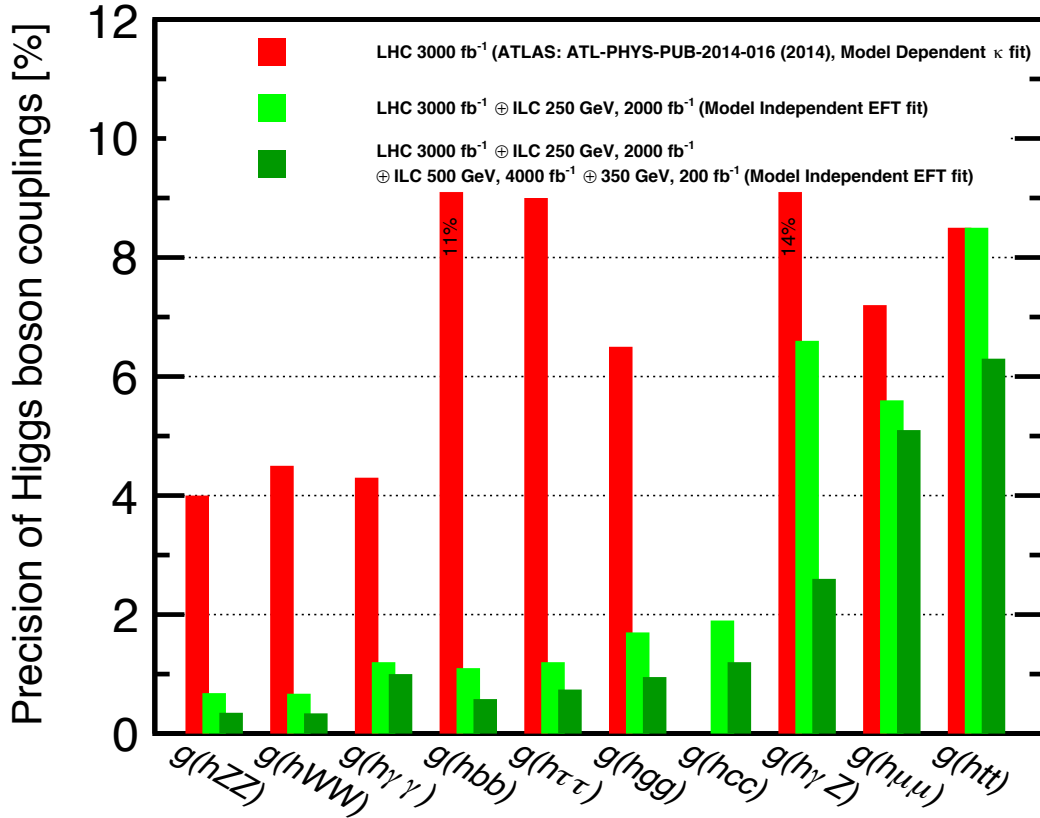


図 5: 表 1 に示した EFT 形式によるヒッグス結合の測定精度と ATLAS 共同実験グループによる HL-LHC でのモデル依存フィットによるヒッグス結合の予想精度 [23] の比較。それ以前の HL-LHC 予想値については文献 [28] にまとめられている。

#### 4.3 有効場理論 (EFT) 形式におけるヒッグス粒子の結合定数の測定精度

有効場理論 (EFT) 形式においては、ヒッグス- $Z$  相互作用は式 (4) に示したように、二つの異なるローレンツ構造からなる。前節で説明したように、関係式 (9) は  $\zeta_Z$  項の存在によって破れている。従って、 $\kappa$  形式はモデル非依存ではなく、また、EFT 形式ほど一般性がない。

それに対し、EFT 形式では、はるかに大きなグローバルフィットでヒッグス結合を見積もることができる。このフィットは 4.1 節で定義した基本的物理量だけでなく、 $e^+e^- \rightarrow Zh$  反応に関する他の物理量や、種々の電弱精密測定および  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  反応に関する物理量も含む。後者の測定も含めたフィットが可能になるのは、EFT ラグランジアンが完全なラグランジアンであり、電子・陽電子対消滅が起こす全ての反応に適応できるためである。フィットすべきパラメータ数がかなり増えるにもかかわらず、各々のパラメータを実験的によく制御できることが分かっている。その結果、EFT 形式では、ヒッグス粒子の結合定数測定の精度が大きく改善する。EFT 形式によるフィット戦略の詳細は第 3 節と文献 [15, 19] に示されている。文献 [15, 19] で使用されたフィッティングプログラムによるヒッグス結合の測定精度の評価結果を、表 1 に示す。図 5 は、これらの結果を視覚化し、ATLAS 実験グループによる HL-LHC でのヒッグス結合測定の精度予想と比較したものである。

EFT 係数は、本来、重い新粒子の影響によるヒッグス結合のずれをパラメータ化するものであるが、ここでのフィットには、不可視崩壊や、他のエキゾチック崩壊として、ヒッグス粒子が  $m_h/2$  よ

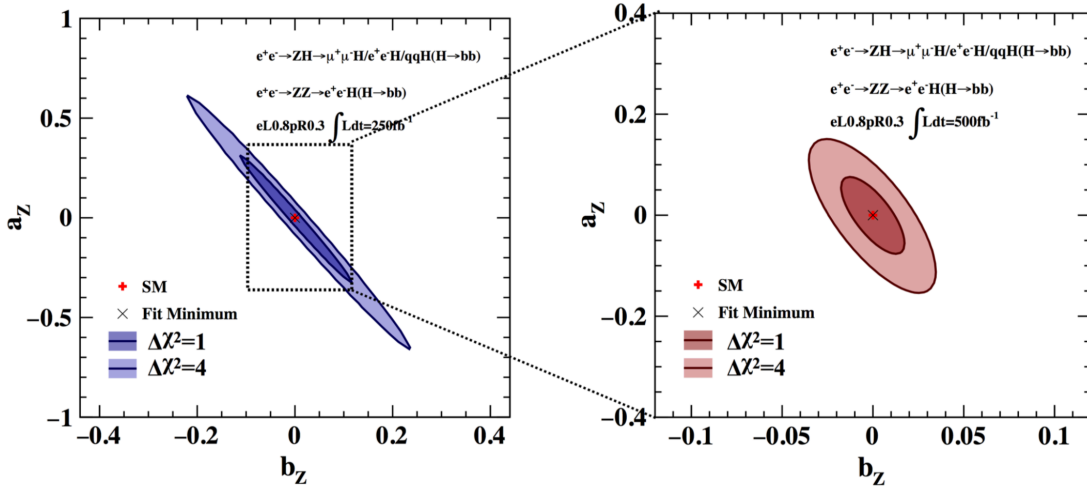


図 6:  $a_Z$ - $b_Z$  面での期待される誤差の等高線 ([29] から引用): (左)  $\sqrt{s} = 250$  GeV で積分ルミノシティ  $250 \text{ fb}^{-1}$  の場合; (右)  $\sqrt{s} = 500$  GeV で積分ルミノシティ  $500 \text{ fb}^{-1}$  の場合。

り軽い新粒子へ崩壊する可能性を許容するための係数も含まれている。<sup>§</sup> 文献 [19] の結果との小さな数値的違いは、第 2 節に示した運転計画における異なるビーム偏極状態 ( $-+$ ,  $+-$ ,  $--$ ,  $++$ ) 間の積分ルミノシティの配分比率の違いからきている。

EFT 形式によるヒッグス結合の決定には多くの興味深い特徴がある。そのいくつかを強調しておくことには意義がある：

- 反跳質量法で得られる  $Zh$  過程の包括断面積  $\sigma_{Zh}$  が果たす特別な役割。これは依然としてヒッグス粒子の結合定数の絶対規格化のための鍵である。EFT 形式においては、この規格化の自由度は主に係数  $c_H$  によって表される。
- 部分崩壊幅の比  $\Gamma(h \rightarrow WW^*)/\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)$  は非常に精度よく決定され、その精度は  $< 0.15\%$  である。これは主に、EFT ラグランジアンに課された  $SU(2) \times U(1)$  ゲージ対称性の要求によるものである。表 1 に、部分幅の 2 分の 1 乗に比例するように定義された実効結合定数  $g(hWW)$ 、 $g(hZZ)$  を示した。 $WW$  融合反応を必要とする  $\sigma_{\nu\nu h}$  測定に頼ることなく、 $g(hWW)$  を  $g(hZZ)$  と同様の精度で決定できることが見て取れる。こうして  $\sqrt{s} = 250$  GeV でのヒッグス結合定数の測定における最大の問題が解決する。ひとたび  $g(hWW)$  と  $g(hZZ)$  が決まってしまうと、 $\Gamma_h$  や他の全ての結合定数  $g(hA\bar{A})$  も式 (8) と式 (10) を用いて簡単に決まる。
- $e^+e^- \rightarrow Zh$  反応において、断面積と角度情報を用いた新たな物理量をフィットに含めた。これらの物理量に関する情報は、各々のビーム偏極状態に対する二つのパラメータ  $a_Z$ 、 $b_Z$  に含まれる [29]。パラメータ  $a_Z$  は  $\eta_Z$  項を含み、これは  $e_L^-e_R^+$  と  $e_R^-e_L^+$  の二つのビーム偏極状態で本質的に同一である。また、パラメータ  $b_Z$  は、 $\zeta_Z$  あるいは  $c_{WW}$ 、および EFT ラグランジアンによって  $c_{WW}$  とそれに関連するパラメータに依存することが予言されている光子- $Z$  混合の効果を含む。各々のビーム偏極状態に対するフルシミュレーションによる  $a_Z$  と  $b_Z$  の測定精度は文献 [29] で評価されており、文献 [19] の付録に記載されている。250 GeV における  $a_Z$  と  $b_Z$  の測定精度は 500 GeV に比べてかなり見劣りがするが (図 6 を見よ)、幸い、 $c_{WW}$  を制限するほかの有効な手段がある。

<sup>§</sup>電子・陽電子コライダーで、1% ものヒッグス粒子の崩壊モードが同定されずに残るとする仮定は極めて保守的であ



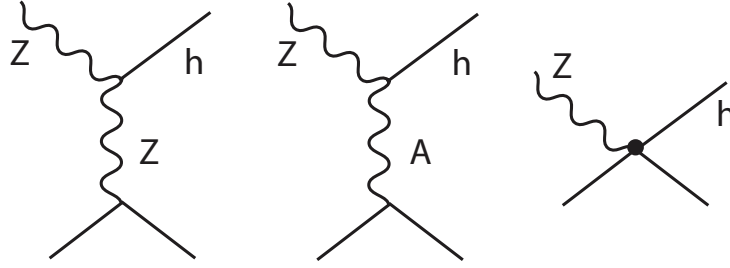


図 7:  $e^+e^- \rightarrow Zh$  の遷移振幅に寄与するファインマン図。

- $b_Z$  に寄与する光子-Z 混合効果は、 $e^+e^- \rightarrow Zh$  反応において  $s$ -チャンネルに  $Z$  粒子に代わって光子が飛ぶダイアグラムを追加する。図 7 に、このダイアグラムを、次元 6 演算子からくる 3 番目のダイアグラムとともに示した。最初二つのダイアグラムの干渉は、 $e_L^- e_R^+$  では強め合い、 $e_R^- e_L^+$  では弱め合う。この混合効果は  $c_{WW}$  に強く依存するので、この EFT 係数は  $\sigma_{Zh}$  のビーム偏極非対称度を測定することにより非常に強く制限できる。この  $\sigma_{Zh}$  の偏極非対称度は、包括断面積測定 ( $Z$  のレプトン崩壊過程により測定される) だけでなく、 $\sigma_{Zh} \cdot BR$  測定 ( $Z$  のハドロン崩壊過程でも測定できる) を使っても決められる点に注意する。これは、 $c_{WW}$  を制限するのに全データのより多くの部分を有効利用できることを意味する。ヒッグス結合決定におけるビーム偏極の全般的な効果については、文献 [19] の表 4 を参照されたい。
- $h \rightarrow \gamma\gamma$  および  $h \rightarrow Z\gamma$  崩壊は、標準理論ではループ効果であるが、EFT では次元 6 演算子からツリーレベルの補正を受ける。よって、 $\Gamma_{\gamma\gamma}$  と  $\Gamma_{Z\gamma}$  は EFT 演算子係数  $c_{WW}$ 、 $c_{WB}$ 、 $c_{BB}$  に非常に敏感である。ちなみに、これらの EFT 係数は、 $\zeta_A$ 、 $\zeta_{AZ}$ 、 $\zeta_Z$ 、 $\zeta_W$  を決める EFT 係数のセットと同じである。HL-LHC での  $BR_{ZZ}/BR_{\gamma\gamma}$  および  $BR_{Z\gamma}/BR_{\gamma\gamma}$  の測定は大変有用で、HL-LHC で期待される  $Z\gamma$  崩壊に対する測定精度が 31% [23] に過ぎないにもかかわらず、これでも  $c_{WW}$ 、 $c_{WB}$ 、 $c_{BB}$  の線形結合に強い制限をもたらすことが分かっている。ILC での何らかの物理量の測定によって  $hZ\gamma$  結合をより良い精度で直接測定できるか否かは、今後の興味深い検討課題である。
- $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  反応を使って測定される三重ゲージ結合 (TGCs) は 17 個の EFT パラメータのうち三つを決定するのに非常に重要である。従って、LEP 2 や LHC で測定された三重ゲージ結合の精度を ILC で大きく改善することは重要である。これについては後ほど第 8 節で議論する。
- 図 7 の一番右側のダイアグラムは、電弱精密測定から得られる  $Z$ -レプトン相互作用バーテックスを補正するのと同じ次元 6 演算子による接触相互作用からくるものである。対応する EFT パラメータは  $\sigma_{Zh}$  に非常に大きな係数で現れ、 $\sqrt{s} = 250$  (500) GeV において、それぞれ  $2s/m_Z^2 \sim 15$  (60) である。そこで、250 GeV と 500 GeV のヒッグス生成断面積を比較することにより、電弱物理量の精密測定から得られた現在の制限を改善できることが分かってきた。<sup>†</sup>別の方法として、EFT フィットは、直接  $Z$  ポールで  $e^+e^-$  運転を行ったり、輻射リターン反応  $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$  の偏極非対称度を測定したりすることによる電弱物理量の精密測定の精度向上により改善できるかも知れない。これはさらなる検討を要する課題である。

る。しかし、ここでは、このフィットの目的のために、あえてこれを許す。

<sup>†</sup>ここでのフィットには、電弱物理量の精密測定に関する限り、現在の精度のみを用いている。ただし、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  反応の測定によって改善されると期待される  $\Gamma_W$  の精度については例外として ILC での推定精度 0.1% を使っている。

#### 4.4 ヒッグス粒子の質量および CP の測定

ヒッグス粒子の質量の測定精度 ( $\delta m_h$ ) は、ヒッグス結合を推定する際、系統誤差の原因となる。多くの場合、 $\delta m_h \sim 0.2\%$  は既に十分であるが、 $h \rightarrow ZZ^*$  および  $h \rightarrow WW^*$  に関しては十分とは言えない。このことは、文献 [30] で指摘されており、

$$\delta_W = 6.9 \cdot \delta m_h, \quad \delta_Z = 7.7 \cdot \delta m_h \quad (11)$$

である。ここで、 $\delta_W$  および  $\delta_Z$  は、それぞれ  $g(hWW)$  と  $g(hZZ)$  の相対誤差である。250 GeV ILC では、図 4 (左) に示したようなレプトン反跳過程を使って、ヒッグス粒子の質量を非常に精密に測定でき、期待される精度は 14 MeV に達する。その結果、 $\delta_W$  および  $\delta_Z$  の系統誤差は 0.1% になる。第 2 節で議論した新しいビームパラメータは、ビームストラールング効果を相当程度増大させる可能性があるため、ヒッグス質量の精密測定への影響について注意深く検討する必要がある。

250 GeV ILC においては、ヒッグス粒子の CP 特性を  $h\tau\tau$  結合：

$$\Delta\mathcal{L}_{h\tau\tau} = -\frac{\kappa_\tau y_\tau}{\sqrt{2}} h\tau^+(\cos\phi + i\sin\phi\gamma_5)\tau^- \quad (12)$$

および  $hVV$  結合：

$$\Delta\mathcal{L}_{hZZ} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{b}}{v} hZ_{\mu\nu}\tilde{Z}^{\mu\nu} \quad (13)$$

の測定を通して探査可能である。式 (12) における CP 位相  $\phi$  を  $3.8^\circ$  の精度で測定でき ([31])、式 (13) の  $\tilde{b}$  は 0.5% の精度で測定できる [29]。たとえ小さくともヒッグス粒子に CP 奇成分が観測されれば、それは標準理論を超える物理の存在を示唆し、電弱バリオン数生成の理論モデルに要求される CP の破れの手掛かりとなるかも知れない。

### 5 ILC のヒッグス粒子測定能力と新物理モデルの比較

今や ILC でのヒッグス結合の期待される測定精度が明らかになったので、次に問うべきは、ILC のこの測定精度が、LHC での直接探索の範囲を超える、新しい物理を探索するのに十分かどうかである。この節ではこの点について検討する。最初に、ヒッグス粒子に影響を与える新しい物理の可能性を概観し、考察の対象となる様々な理論モデルの特徴を調べ、そして、それらの理論モデルのヒッグス結合への影響を提示する。その後、それら理論モデルのパラメータ空間内の代表的なサンプル点を選んで ILC 測定の威力を示す。

#### 5.1 電弱対称性の破れとヒッグス場に関する理論モデル

標準理論の  $SU(2) \times U(1)$  ゲージ対称性の破れに関する我々の理解は大雑把で不満足なものである。意外に感じるかも知れないが、物性物理学者の方が素粒子物理学者よりこの点をより容易に理解するだろう。物性物理学者は超伝導の歴史に精通しており、超伝導の基本的な理解が二つの段階を経て進んだことを知っているからである。1950 年、ランダウとギンツブルグは、超伝導の現象論的理論を構築した。実際これは、ヒッグス場の理論の雛形であった [32]。この理論モデルは成功し、超伝導の多くの側面を予言し得た。しかし、この理論モデルでは、基本事実である超伝導状態への相転移を手で入れたにすぎなかった。その後、ようやく 1957 年になって、バーディーン、クーパー、シュリーファー (BCS) が金属中の電子が対を作る現象に基づいて超伝導の本質を捉えた基本理論を構築

	$\Delta g(hVV)$	$\Delta g(ht\bar{t})$	$\Delta g(hb\bar{b})$
複合ヒッグス	10%	数 10 %	数 10 %
最小超対称性	< 1%	3%	数 10 %
混合一重項	6%	6%	6%

表 2: 三つの標準理論を超える新しい物理のシナリオにおいて、種々の標準理論の粒子に対するヒッグス結合に現れ得るずれの最大値。ここで、HL-LHC ( $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  で  $3 \text{ ab}^{-1}$ ) では電弱対称性の破れを引き起こす新物理が見えないことを仮定している。従って、この場合、ヒッグス結合の測定が新物理探索の唯一の可能性となる。文献 [35] から引用。

した。BCS 理論は、単に概念的前進であっただけでなく、ランダウ-ギンツブルグ理論の守備範囲を超える多くの超伝導現象の新しい特徴を予言した。素粒子物理学は、現在、ランダウ-ギンツブルグ段階にある [34]。物性物理学との違いは、電弱対称性の破れを引き起こし相転移に導く相互作用が全く新しいものでなければならず、それが標準理論の枠外にあり、まだ発見されていないものでなければならないという点にある。従って、ヒッグス場の探求は、自然の真に新しい相互作用を発見する機会を与えてくれるのである。

標準理論の多くの特徴が、それが電弱対称性の破れの基本的な解ではあり得ないことを示している。例えば、スカラー粒子の質量が（プランクスケールに比べて）軽く、同時に標準理論の他の全ての粒子に質量を与えるなどということは、— 未だ発見されていない — 新しい粒子や新しい相互作用の助けなしには、あり得ないと強く信じるべき理由がある（不自然な微調整問題）。これらの新たな粒子はヒッグス粒子と必然的に相互作用し、従って、ヒッグス粒子の標準理論の素粒子への結合を変更し得るのである。

標準理論を超える理論は、標準理論では説明できない問題を解決するために構築される。それらのあるものは、先に述べた不自然な微調整を避けてヒッグス粒子の軽い質量を説明しようとし、あるいは暗黒物質の候補を仮定し、あるいは宇宙のバリオン非対称性を説明し、あるいは標準理論の力を統一しようとする。この理論の空間には、近い将来実験的に発見可能な標準理論を超える新現象を予言する理論が数多く存在する。それらの中には LHC での高エネルギーフロンティアにおける新粒子直接探索で発見できるものもあれば、現在稼働中、あるいは近い将来稼働すると期待される多くの他の実験で見つけられるものもある。しかし、これらの探査手段の中でも、ヒッグス結合の精密測定は最も威力のあるものの一つである。その理由は二つある。一つはヒッグスセクターが、多くの標準理論を超える理論において、新しい相互作用が最も期待される部分であること、もう一つはヒッグスセクターの測定には現在の測定精度を向上させる余地が大いにあり、それによって他の実験では探査できない標準理論を超える新物理の効果を明らかにすることができるようになることである。

ここでリストアップした問題の解決を試みる理論モデルは、多くの異なったアプローチから構築されている。文献 [35] は、これらのアプローチを概観し、ヒッグス結合に現れ得る効果の最大値を評価している。表 2 に、三つの重要な理論モデルのクラスとヒッグス結合の起こり得るずれの最大値を示した。

一つ目のクラスに属する理論モデルは超伝導理論からの類推によるものである。ランダウ-ギンツブルグの超伝導ポテンシャルの秩序パラメータは、電子の複合粒子状態（クーパー対）であることが分かっている。この類推でヒッグス粒子も複合粒子ではないかと示唆される。もしそうなら、ヒッグス粒子の質量とプランクスケールの大きな階層性を説明できるかも知れない。この考え方に沿った最も単純なアプローチに基づく理論モデルの多くが、ILC で期待される測定精度に比べて、標準理論の他の粒子に対するヒッグス結合の大きなずれを予言する。

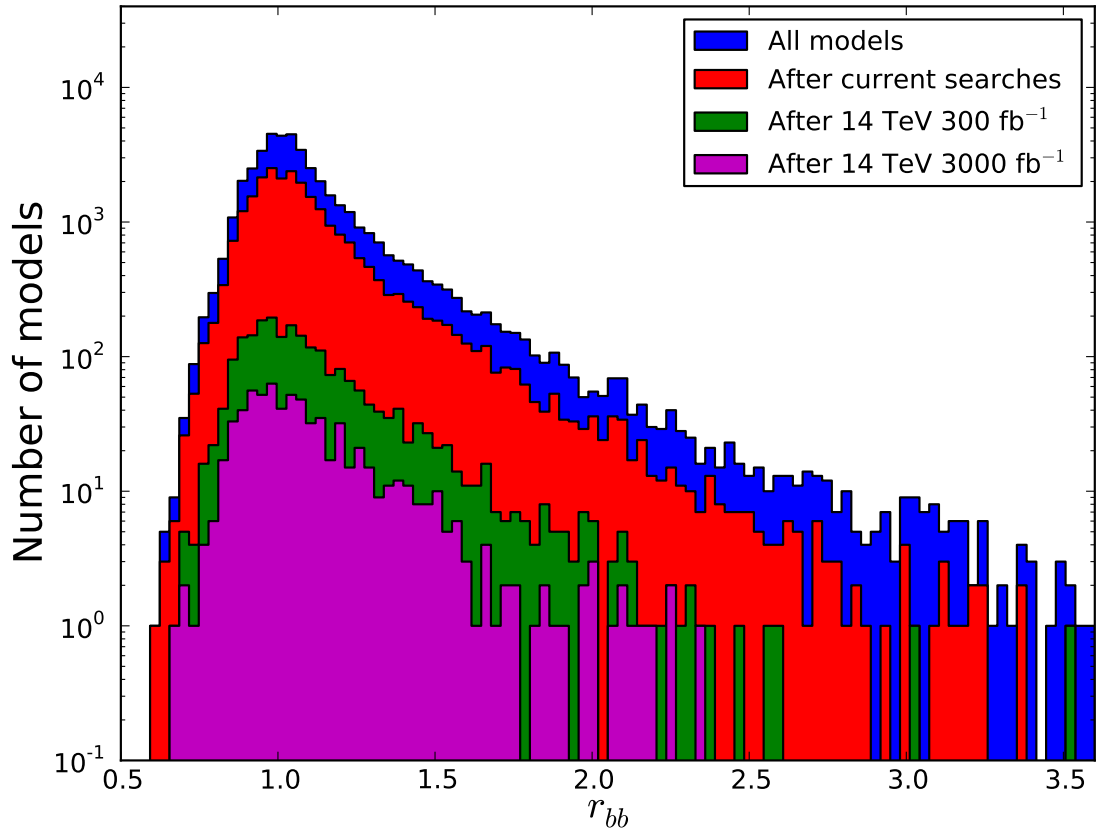


図 8: 超対称パラメータ空間内の 250,000 点をスキャンし、LHC 実験の色々な段階において排除されずに残ると期待される点に対応する  $r_{bb} = \Gamma(h \rightarrow \bar{b}b) / \Gamma(h \rightarrow \bar{b}b)_{\text{SM}}$  をヒストグラムした分布。ここで、LHC の直接探索では超対称性の兆候が見えないことを仮定している。紫のヒストグラムは、将来の LHC 増強 (HL-LHC : 14 TeV、積分ルミノシティ  $3 \text{ ab}^{-1}$ ) でも発見できない点に対応する。文献 [37] から引用。

理論モデル	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$gg$	$WW$	$\tau\tau$	$ZZ$	$\gamma\gamma$	$\mu\mu$
1 最小超対称性 (pMSSM) [37]	+4.8	-0.8	-0.8	-0.2	+0.4	-0.5	+0.1	+0.3
2 タイプ II 2HD [38]	+10.1	-0.2	-0.2	0.0	+9.8	0.0	+0.1	+9.8
3 タイプ X 2HD [38]	-0.2	-0.2	-0.2	0.0	+7.8	0.0	0.0	+7.8
4 タイプ Y 2HD [38]	+10.1	-0.2	-0.2	0.0	-0.2	0.0	0.1	-0.2
5 複合ヒッグス [39]	-6.4	-6.4	-6.4	-2.1	-6.4	-2.1	-2.1	-6.4
6 リトルヒッグス (T-パリティ有) [40]	0.0	0.0	-6.1	-2.5	0.0	-2.5	-1.5	0.0
7 リトルヒッグス (T-パリティ有) [41]	-7.8	-4.6	-3.5	-1.5	-7.8	-1.5	-1.0	-7.8
8 ヒッグス-ラディオオン [42]	-1.5	-1.5	+10.	-1.5	-1.5	-1.5	-1.0	-1.5
9 ヒッグス一重項 [43]	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5

表 3: 様々な新物理モデルにおける、種々の標準理論粒子に対するヒッグス結合の標準理論からのずれ (単位: %)。これらの理論モデルは全て、ルミノシティ増強後の 14 TeV LHC (積分ルミノシティ  $3\text{ab}^{-1}$ ) であっても、新粒子直接探索による発見が困難なものである。[19] から引用。

別のクラスに属する理論モデルでは、超対称性を用いる。超対称性は、ボソンとフェルミオンの間に対称性を仮定するもので、プランクスケールに対するヒッグス粒子の質量の軽さを説明するだけでなく、暗黒物質の候補も提供する。そして高エネルギースケールでの力の統一の鍵ともなる [36]。超対称性理論モデルでは、二つのヒッグス二重項が必要になる。一つはアップ型フェルミオンに質量を与え、もう一つはダウン型フェルミオンに質量を与える。二つのヒッグス二重項は混合し、その結果、一つの CP 偶の軽い固有状態が残るが、これが 125 GeV のヒッグス粒子 ( $h$ ) と同定される。この軽い  $h$  が、他のヒッグス状態との混合の効果や超対称パートナー粒子や重いヒッグス粒子のループ効果に起因する小さなずれを除いて、標準理論のヒッグス粒子と同一のヒッグス結合を持つことを示すことは容易である。これらのヒッグス結合のずれは、特にヒッグス粒子の  $b$  クォークへの結合定数の場合、たとえ LHC の全実験段階で超対称パートナーが見つからないような場合でも、10% を楽に超え得る [35]。このことは、図 8 にうまく表現されている。この図は、最小超対称理論のパラメータ空間の中の何十万個もの点をスキャンした結果である [37]。LHC では決して発見できないが ILC の精密測定で簡単に見つけられる超対称パラメータ点が数多くあることが見て取れる。

三つ目のクラスに属する理論モデルでは、付加的なスカラー場の存在を仮定する。そもそもフェルミオンもベクトルボソンも多数あるのになぜスカラー場が複数あつてはいけないのかという立場である。実際、複数スカラー場の存在は既に超対称性で要求されているが、ここでは物質場のスカラー超対称パートナーに加えて、二つのヒッグス二重項が必要になることも既に指摘した。しかし、複数のスカラー場を導入しつつも、問題を生じるような効果、例えばフレーバーを変える中性カレントの効果が大き過ぎるといった問題を起こさない、標準理論を超える物理のアイデアが他にも数多くある。このような多重ヒッグス理論モデルは、タイプ I (一つのヒッグス二重項だけがフェルミオンに質量を与え、もう一つは質量を与えない)、タイプ II (一つのヒッグス二重項はアップ型フェルミオンに質量を与え、もう一つはダウン型フェルミオンに質量を与える)、タイプ X とタイプ Y (フレーバー関連物理量に問題を起こさないようにするためのより複雑な離散対称性を持つ) に分類される [38]。

## 5.2 ILC の潜在能力と様々な理論モデルの比較

新しい物理に対するこれらのアプローチのいずれもが、125 GeV ヒッグス粒子の他の標準理論の粒子に対する結合定数を標準理論の予言値からずらすような理論モデルに帰着する。表 3 は、上で述べたアイデアに、理論家の興味を引くいくつかの他のアイデアを加味して構築された理論モデルをいく

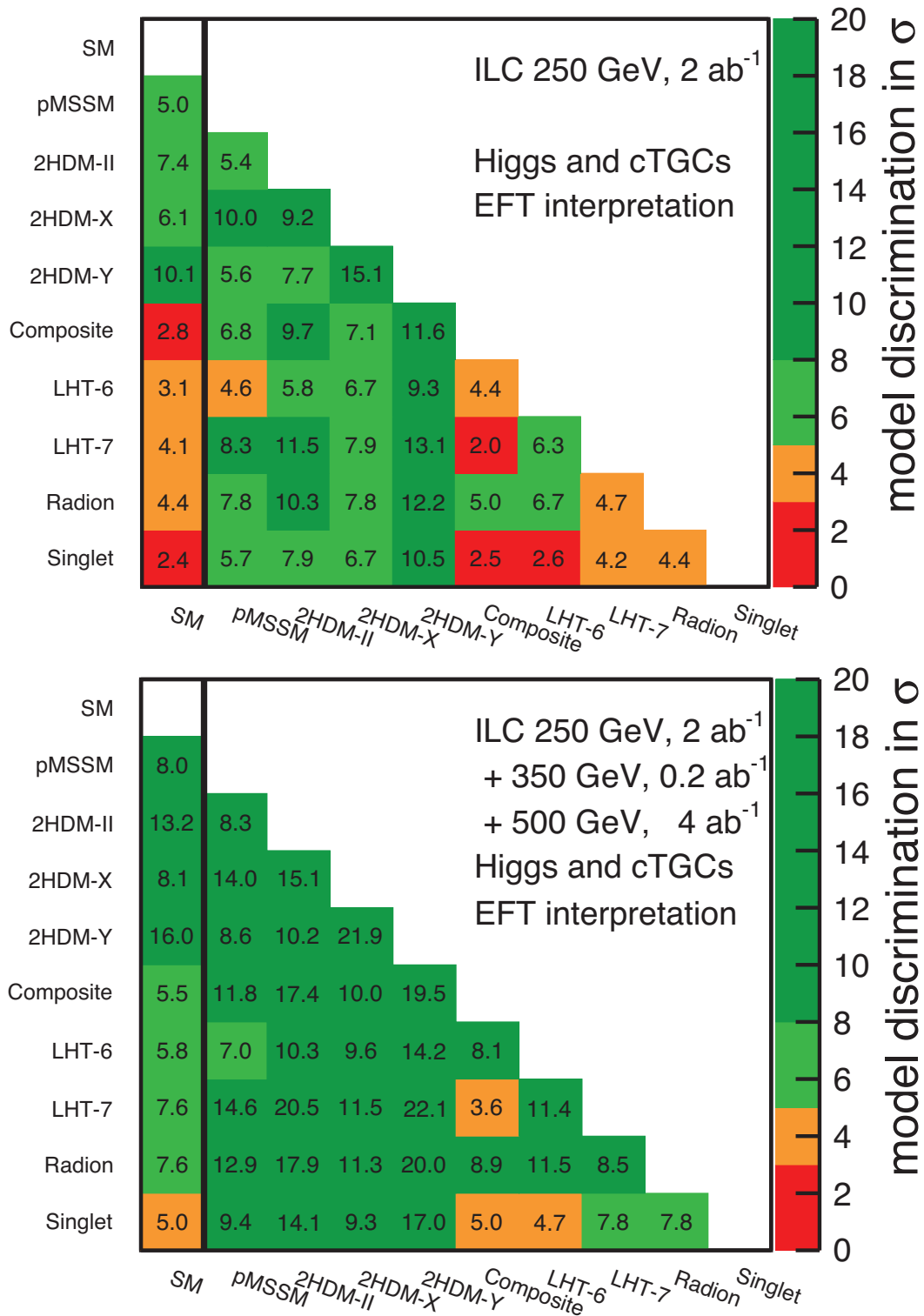


図 9: 標準理論および本文中に記載した 1 から 9 の理論モデル相互間の  $\chi^2$  分離度を図示したもの: (a) ILC 250 GeV、積分ルミノシティ  $2 ab^{-1}$  の場合; (b) ILC 250 GeV、積分ルミノシティ  $2 ab^{-1}$  + ILC 500 GeV、積分ルミノシティ  $4 ab^{-1}$  の場合。オレンジ色の比較は  $3\sigma$  以上の分離能力; 緑色の比較は  $5\sigma$  以上の分離能力; 濃緑色の比較は  $8\sigma$  以上の分離能力があることを示している。文献 [19] から引用、ただし異なるビーム偏極への分配比率は本報告第 2 節のものに合わせて変更した。

つか集めたものである。各々の理論モデルに対して、14 TeV LHC で想定される全データを使っても届かないような代表的なパラメータ点を選んである。表には、これら代表的なパラメータ点に対応する、ヒッグス結合の標準理論からのずれをリストしてある。(詳細については、文献 [19] や、表 3 に引用してある論文を見よ。) これらの例は、たとえ LHC や他の様々な実験で対応する標準理論を超える新物理が見えなくても、ヒッグス結合が標準理論の予想から大きくずれるような理論モデルの可能性が多数存在することを例証するものである。ここで、以下で行う定量的評価が、表に示された特定のパラメータ点における特定の理論モデルに関するものである点を明言しておくべきであろう。図 9 は、表に示した種々の理論モデルによるヒッグス結合の予言値と標準理論のそれ、あるいはモデル相互間の予言値の差を、ILC でどの程度識別できるかを図示したものである。各四角は対応する二つの理論モデル相互間の相対的なフィットの良さを  $\sigma$  の単位で示したものである。上の図は 250 GeV ILC における共分散行列に基づくもので、表 1 の 2 列目に相当する。下の図は 500 GeV 運転を含む ILC の全プログラムを反映したもので、表 1 の 4 列目に対応する。ひとたびヒッグス結合に標準理論からの有意なずれが見つければ、各々のモデルを特徴づけるずれのパターンと照合することで、モデルの選別が可能となることに注意する。

ヒッグス結合の有意なずれは、ヒッグス場に影響を及ぼす標準理論を超える新しい物理の存在の証明となる。ずれのパターンの観測は、この新しい物理に関する情報をもたらし、さらなるモデル構築、さらなる実験的探索への道標となろう。これが ILC が提供する、自然のより深い理解に向けた、道筋である。

## 6 ヒッグス粒子の不可視崩壊とエキゾチック崩壊

前 2 節で解析したようなヒッグス粒子の通常の崩壊モードだけでなく、標準理論にない別の崩壊モードがあるかも知れない。250 GeV ILC では、反跳  $Z$  粒子でタグ付けされた 50 万個ものヒッグス粒子を含むデータが蓄積される。これは、ヒッグス粒子がどのような終状態に崩壊しようと、その探索を可能とする理想的な環境を提供する。

多くの理論モデルがヒッグス粒子のエキゾチック崩壊の存在を予言している。宇宙の暗黒物質の理論モデルを構築するための魅力的なやり方として、標準理論のゲージ荷を持たない一つ以上の場からなる「隠れたセクター」の存在を仮定する方法がある。その場合、隠れたセクターの粒子は標準理論のゲージ相互作用をしないため、それらの粒子と標準理論の粒子との相互作用は理論モデルに強く依存し、よって非常に弱くても構わない。そこで、そのような隠れたセクターの粒子は、仮にその質量が弱い相互作用のスケールよりずっと軽い場合でも、これまでの探索による実験的制限と矛盾しないようにすることが可能である。隠れたセクターの粒子のいくつかが安定なら、それら隠れたセクターの粒子が観測されている暗黒物質を構成していたとしてもおかしくない。例えば、強い相互作用を行う重い粒子(「Strongly-Interacting Massive Particle」(SIMP))のシナリオ [44, 45] では、暗黒物質は暗黒セクターの QCD 的ゲージ群の閉じ込め効果によって作られる隠れたセクターの中間子から構成される。「ツインヒッグスモデル」 [46] のような電弱対称性の破れを説明する有望な理論モデルにも軽い隠れたセクターが現れる。隠れたセクターの粒子は、ミュオン粒子の異常磁気能率の実験値と理論値との間に見られる食い違いや、他の様々な実験的アノマリーの説明としても有望視されている。このような観点から、これら隠れたセクターの粒子の実験的探索には強い関心が寄せられており、多くの探索方法が追求され研究されている [47, 48]。

隠れたセクターの粒子を標準理論の粒子からなる始状態とつなぐためには、ラグランジアンにこれらの粒子を結合する相互作用項を加える必要がある。そのような相互作用項の候補となる次元 4 演

算子の可能性は、次の三つの型に限られる。

$$\epsilon B_{\mu\nu} \hat{F}^{\mu\nu}, \quad \epsilon |\varphi|^2 |\hat{S}|^2, \quad \epsilon L^\dagger \cdot \varphi \hat{N}, \quad (14)$$

ここで  $B_{\mu\nu}$  は  $U(1)$  場の強度、 $\varphi$  はヒッグス二重項、 $L$  は標準理論のレプトン二重項であり、ハット付きの場は隠れたセクターに属する。これら三つの可能性を、それぞれ、「ゲージポータル」、「ヒッグスポータル」、「ニュートリノポータル」と呼ぶ。ニュートリノポータルはヒッグス場を含むことに注意されたい。報告書 [47, 48] では、その関心のほとんどが、もっぱらゲージポータルの可能性に向けられているが、これは、他のいろいろな探索手段の中でも、低エネルギーの固定標的実験での探査が可能なのであろう。このことは、とりわけ隠れたセクターの粒子の質量が数 GeV を超える場合には、他の多くの可能性が残っていることを意味する。

ヒッグス粒子の崩壊は、ヒッグスポータルおよびニュートリノポータル型の軽い隠れたセクター探索のための非常に感度のよい、またとない機会を与えてくれる。標準理論のヒッグス粒子の崩壊幅は小さい： $\Gamma_h/m_h \simeq 3 \cdot 10^{-5}$ 。従って、ヒッグス粒子の隠れたセクター粒子からなる終状態への崩壊分岐比は、そのような状態への結合が相当弱くても、かなりの大きさになり得るからである。

ヒッグス粒子の隠れたセクターへの崩壊事象の特徴は理論モデルに依存する。そのような特徴の一つの可能性は、隠れたセクターの粒子が完全に安定であるか、あるいは測定器の内部で崩壊しないぐらい長寿命であることである。隠れたセクターの粒子と通常の物質との相互作用は極めて弱いので、これらの粒子は観測されることなく測定器を出て行き、その結果、「不可視ヒッグス崩壊」と呼ばれる痕跡を残す。電子・陽電子コライダー実験では、ヒッグス粒子生成を反跳質量法によって直接ヒッグス粒子を見ることなくタグできるため、不可視ヒッグス崩壊に対して非常に高い感度を持っている。250 GeV ILC は、ヒッグス粒子の不可視崩壊に対して、その分岐比が 0.3% まで小さくても感度があると期待される [19]。これは HL-LHC を 20 倍上回る感度である。

もう一つの興味深い可能性は、隠れたセクターの粒子が測定器内部で崩壊する場合である。崩壊が隠れたセクター内だけで起こった場合、そのような終状態はやはり見ることはできない。一方、崩壊後の粒子が標準理論の粒子を含む場合<sup>||</sup>、それらは「エキゾチック」なヒッグスの崩壊モードとして観測される可能性がある。多様な崩壊トポロジーや特有の終状態が可能である。これについては、最近のヒッグス粒子のエキゾチック崩壊に関する概説 [14, 49] で系統的に議論されている。単純で強い理論的な裏付けのあるエキゾチック崩壊の例として以下の二つがあげられる。

1.  $f\bar{f} + E_T$  (フェルミオン対+横エネルギー欠損型崩壊)、ここで  $f$  は標準理論のフェルミオン。例えば、NMSSM のようなゲージ一重項  $s$  が付加された超対称性理論 (SUSY) では、この型の終状態が崩壊系列  $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ 、 $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow s \tilde{\chi}_1^0$ 、 $s \rightarrow f\bar{f}$  (ここで  $s$  は質量殻上にある場合もない場合もあり得る) から出てくる。 $f$  のフレーバーは  $s$  のクォークやレプトンへの結合定数の大きさに決まり、理論モデルに強く依存する。隠れたセクターへの結合がニュートリノポータルを介している場合、式 (14) 中で  $\hat{N}$  と表記されている、この結合を媒介するフェルミオンが観測可能な終状態粒子しか生成しなくても、ニュートリノがエネルギー欠損を与えることになる。
2.  $(f\bar{f})(f'\bar{f}')$ 、ここで  $f$  と  $f'$  は標準理論のフェルミオン、括弧は共鳴状態を作る粒子対を示す。この型の終状態は崩壊系列  $h \rightarrow aa$ 、 $a \rightarrow f\bar{f}$  から生じる。ここで  $a$  はゲージ一重項に属するスカラー粒子、例えばツインヒッグスモデルでの、閉じ込めを伴う隠れたセクターのゲージ群による複合粒子である。ここでもこれらの崩壊に含まれるフェルミオンのフレーバーはモデルに大きく依存する。

<sup>||</sup>たとえ隠れたセクターと標準理論との結合定数の全てが小さくても、そのような崩壊は充分大きな確率で起こり得る。例えば、競合する隠れたセクター内での崩壊が運動学的に禁止されている場合のように。



LHC (または HL-LHC) 実験は、電子、ミュオン、または光子へのヒッグス粒子のエキゾチック崩壊モードに対して非常に高い感度を持っている。しかし、終状態にクォークまたはタウレプトンを含む場合には、LHC での探索は非常にチャレンジングなものになる。これに対し、250 GeV ILC は、QCD 起源の背景事象の少なさ、そして反跳質量によるヒッグス粒子のタグ付け法のおかげで、それらの終状態の探索のための理想的な環境を提供する。論文 [50] では、上記のエキゾチック崩壊トポロジに対する 250 GeV ILC の積分ルミノシティ  $2 \text{ ab}^{-1}$  での感度評価を行っている。その評価結果によれば、 $f\bar{f} + \cancel{E}_T$  チャンネル (ここで  $f = j, b$  または  $\tau$ ) に対して、ILC では分岐比  $10^{-4} - 10^{-3}$  の範囲まで感度がある。これに対して LHC での感度はせいぜい分岐比 20% までである。 $(f\bar{f})(f'\bar{f}')$  チャンネルにおける改善も同様に劇的なものである。例えば、 $(b\bar{b})(b\bar{b})$ 、 $(c\bar{c})(c\bar{c})$ 、 $(j\bar{j})(j\bar{j})$  チャンネルの探索は分岐比で  $10^{-3}$  レベルまで可能であるが、これは LHC の感度に比べて二桁の改善になっている。

## 7 新粒子の直接生成の発見の可能性

LHC 実験では新粒子の広範な探索が行われてきたが、これらの探索にはよく知られた限界がある。LHC は、QCD 相互作用で生成される新粒子の探索においては最強であるが、生成断面積が小さい電弱相互作用で生成される新粒子探索についてはさして強力ではないのである。新粒子崩壊に伴う可視エネルギーが非常に小さい場合、LHC での発見はとりわけ困難となる。例えば、荷電新粒子が質量差 15 GeV 以下の安定な中性パートナー粒子に崩壊するような場合である。このようなタイプの新粒子に関しては、多くの場合、現在でもなお、最も強い質量下限値は LEP 2 によるものである。

250 GeV の ILC が LEP 2 を大幅に凌駕する発見能力を持つかどうかは自明ではない。重心系エネルギー 250 GeV というのは LEP 2 の最高到達エネルギーを 40 GeV しか越えていないからである。このような主張は、しかし、ILC 計画の三つの特長を見落としている。第一に、ILC 250 GeV では、LEP の最高エネルギーで四つの実験が収集した全データの約 1000 倍の積分ルミノシティが得られること (2000 年の LEP の実績: 一実験あたり  $\sim 250 \text{ pb}^{-1}$  vs.  $2 \text{ ab}^{-1}$ )、第二に、ILC には偏極ビームがあるため、特に  $(+-)$  の組み合わせによって、標準理論からくる背景事象を 1 桁から 2 桁抑制することができ、標準理論を越える稀少事象に対する感度が上がることで、そして最後に、ILC 測定器が、30 年に及ぶ技術的進歩のおかげで、一桁以上向上した運動量および衝突径数分解能、二倍改善したジェットエネルギー分解能を有し、不感領域も大幅に低減されることである。

従って、LEP 2 において運動学的ではなく断面積によって制限されていた全ての探索チャンネルで、ILC には、それが 250 GeV であっても、発見の可能性が十分ある。そのような可能性の一つの顕著な例として、新たな軽いヒッグス粒子の発見がある。実際、125 GeV のヒッグス粒子が  $W$  や  $Z$  に対して標準理論の予想値に近い結合定数を持つという LHC での実験事実は、新たな軽いヒッグス粒子と  $Z$  粒子との結合が抑制されていることを意味する。このような軽いヒッグス粒子の探索は、特定の崩壊モードに関して、LEP で行われたのと同様な方法で実行できるが、違いは、その探索領域が  $Z$  粒子への結合定数が一桁以上小さいところまで広がることである。しかも、ILC では、はるかに高いルミノシティのおかげで、そのような新粒子を反跳質量法を使うことで崩壊モードによらず探索できる [51]。

超対称性 (SUSY) 粒子探索においてすら、LEP での探索のいくつかは運動学的限界にまで達していない。例えば、LEP における  $\tau$  レプトンの超対称性パートナーの質量下限値は、一般的な MSSM の枠組みにおいては、すなわち、任意の混合角、最も軽い超対称性粒子との任意の質量差を許した場合には、たった 26.3 GeV [52] でしかない。

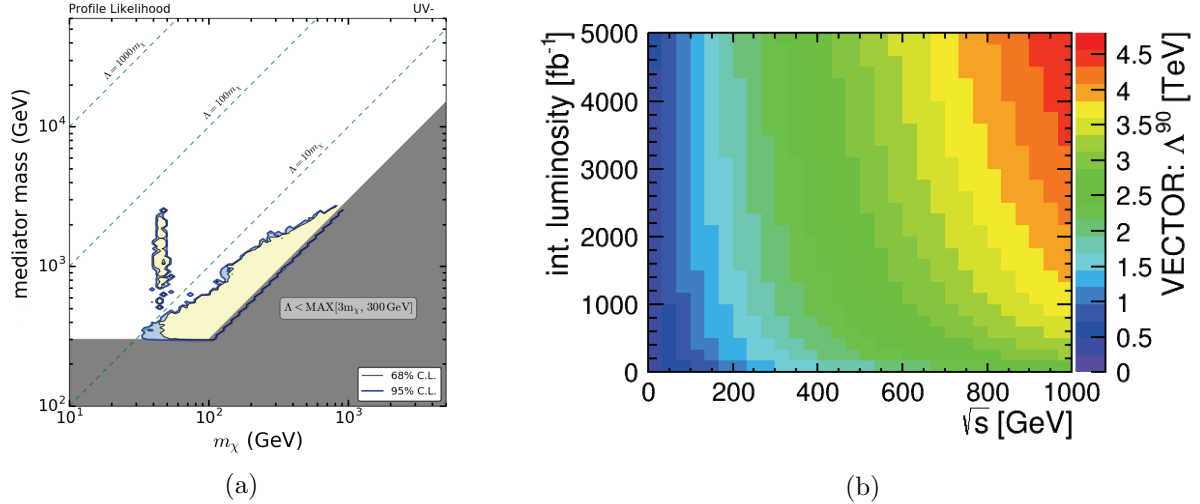


図 10: 単一光子チャンネルでの WIMP 探索の感度 [54]: (a) 黄色の領域は、現在または将来の直接検出実験や、(HL-)LHC における探索によって検知できない WIMP のパラメーター空間内の領域を示す。(b) ILC において単一光子チャンネルで探査可能な新物理のスケールパラメーター  $\Lambda$  を重心系エネルギーと積分ミノシティの関数として示したもの。

もう一つの興味深い課題は重いステライルニュートリノの探索である。質量 45 GeV 以下のステライルニュートリノと標準理論ニュートリノとの混合に対する LEP 1 による制限を改善するには、Z ポール上での新たな実験を必要とするかも知れない。しかし、そのようなステライルニュートリノは標準理論ニュートリノと一緒に直接生成することもできる。この反応は、見かけ上、 $W^+W^-$  生成断面積の標準理論からのずれとして現れるであろう [53]。この場合、その感度は LEP 2 で探索された領域を少なくとも一桁は広げると期待される。

LHC と ILC の双方における新粒子探索の重要な焦点の一つとして暗黒物質の候補として有力視されている WIMP の対生成がある。それは、ILC では単一光子反応として観測される。ILC での単一光子チャンネルでの WIMP 探索は、500 GeV でフルシミュレーションにより研究され、その結果はそれ以下の重心系エネルギーにも外挿されている [54]。(HL-)LHC 実験の見通しのみならず、現在および将来の直接検出実験をも含めた統合尤度解析によると、WIMP がゲージ重項的フェルミオンの場合、図 10a のように、WIMP 質量が約 120 GeV 以下の領域でもパラメーター空間のかなりの部分が排除されずに残る。図 10b は、ILC で探査可能な新物理のスケール  $\Lambda$  を、WIMP がフェルミオンで標準理論粒子との相互作用がベクトルの演算子で支配される場合について、重心系エネルギーと積分ミノシティの関数として示したものである。ただし、第 2 節で述べたように、ビーム偏極の組み合わせの配分として (40%, 40%, 10%, 10%) を仮定した。250 GeV で積分ミノシティ  $2 \text{ ab}^{-1}$  の ILC 実験により、1.9 TeV までの新物理のスケールが探査できることが見て取れる。

## 8 250 GeV での $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ 反応

ILC では、 $\gamma W^+W^-$  および  $ZW^+W^-$  型のゲージ粒子 3 点結合定数 (TGC) の測定によって、標準理論における  $SU(2) \times U(1)$  ゲージ粒子の自己結合の構造を検証し、標準理論を超える物理を探索できる。前節で述べた新粒子探索に関してと同様、LEP 2 の結果、それは未だ LHC に凌駕されていないが、その結果を 250 GeV ILC で  $2 \text{ ab}^{-1}$  のデータを収集することによって大幅に改善できる。

ローレンツ不変な最も一般的  $\gamma W^+ W^-$  および  $Z W^+ W^-$  結合には、各々 7 個の複素パラメータが含まれる。それらは、 $g_1^V$ 、 $g_4^V$ 、 $g_5^V$ 、 $\kappa_V$ 、 $\lambda_V$ 、 $\tilde{\kappa}_V$ 、 $\tilde{\lambda}_V$  (ただし  $V = \gamma$  または  $Z$ ) [55] と表記される合計 14 個の複素パラメータである。標準理論の最低次では、 $g_1^V = \kappa_V = 1$  であり、他のパラメータは全て 0 である。標準理論の輻射補正による高次効果の大きさは、 $2 \times 10^{-2} M_Z^2/s$  程度である [56]。

TGC 研究の主たる目的は、 $e^+e^-$  重心系エネルギーより遥かに高いエネルギースケールでの標準理論を超える物理に起因する TGC の標準理論からのずれの探索である。第 3 節で説明したように、そのような標準理論を超える物理の効果は、 $SU(2) \times U(1)$  対称性を持つ次元 6 演算子を含む有効ラグランジアンにより記述される。CP 保存および CP 非保存の効果は個別に同等な精度で測定可能である。ここでは CP を保存する演算子について考察する。その場合、6 個の実数 TGC パラメータ： $g_1^V$ 、 $\kappa_V$ 、 $\lambda_V$  (ここで  $V = \gamma$  または  $Z$ ) のみが関与する。さらに、3 個の  $SU(2) \times U(1)$  対称性からの拘束条件：

$$\begin{aligned} g_1^\gamma &= 1 \\ \kappa_Z &= -(\kappa_\gamma - 1) \tan^2 \theta_W + g_1^Z \\ \lambda_Z &= \lambda_\gamma \end{aligned} \quad (15)$$

を使えば、決めるべき自由なパラメータは、 $g_1^Z$ 、 $\kappa_\gamma$ 、 $\lambda_\gamma$  の 3 個に減る。

ILC では、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  反応や  $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$  反応を用いて TGC の測定を行う。ここで、始状態の  $\gamma$  は仮想光子もしくはビーム・ビーム相互作用で発生する (ビームストラールング) 光子である。始状態のビームの偏極は、 $\gamma W^+W^-$  結合と  $Z W^+W^-$  結合の寄与を分離するために利用できる。ILC では、 $W^-$  の生成角  $\Theta$ 、 $W^-$  と  $W^+$  の各々の重心系での崩壊後のフェルミオンの極角と方位角 ( $\theta^*$ ,  $\phi^*$ ) および ( $\bar{\theta}^*$ ,  $\bar{\phi}^*$ ) を精密に測定できる。これらの 5 つの角度分布の相関を使って、 $W^-$  粒子と  $W^+$  粒子の縦偏極と横偏極の複数の組み合わせを分離することになる。

$\sqrt{s} = 250$  GeV における ILC の TGC に対する感度を適切に評価するためには、測定器フルシミュレーションによるシグナル反応とバックグラウンド反応の研究が必要である。その際、ルミノシティの重み付き衝突エネルギー分布やビーム衝突由来のバックグラウンドも考慮しなければならない。この研究は現在進行中であるが、まだ結果を得るに至っていない。本報告では、 $\sqrt{s} = 500$  GeV ILC に対して行われたフルシミュレーションの結果 [57] を  $\sqrt{s} = 250$  GeV に外挿して、3 パラメータフィットの精度を見積もる。1 パラメータフィットの精度に関しては、 $\sqrt{s} = 500$  GeV ILC に対しては評価されていないので、 $\sqrt{s} \approx 200$  GeV での LEP 2 の結果 [58] を  $\sqrt{s} = 250$  GeV に外挿した精度と 3 パラメータフィットの結果を比較し、小さい方を 1 パラメータフィットの場合の推定値とする。

TGC の統計誤差をあるエネルギーから他のエネルギーに外挿する際には、少なくとも 2 つの効果を検討しなくてはならない [59]。 $1/\sqrt{\sigma L}$  の統計因子を考慮しなければならないことは自明である。ここで  $\sigma$  と  $L$  とは、それぞれ、特定の重心系エネルギーでの断面積と積分ルミノシティである。さらに、 $SU(2) \times U(1)$  対称性による散乱振幅間の相殺効果のエネルギー依存性を取り入れるため、重心系エネルギーの二乗、 $s$ 、に逆比例する因子も考慮しなければならない。エネルギー  $A$  からエネルギー  $B$  まで統計誤差を外挿する際には、これら二つの効果を総合し、次の因子  $k_{ex}$  を使用することになる。

$$k_{ex} = \left( \frac{\sigma_A L_A}{\sigma_B L_B} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{s_A}{s_B} \right)^2. \quad (16)$$

外挿に際しては、系統誤差についても同じ因子  $k_{ex}$  に比例して変化すると仮定する。

$\sqrt{s} = 250$  GeV、積分ルミノシティ  $2000 \text{ fb}^{-1}$  の場合の ILC (ILC 250) での TGC の精度を表 4 と図 11 に、LEP 2、LHC、HL-LHC の結果とともに示す。(a) は二つの異常結合定数を 0 とし、残

Exp	$N_{par}$	total error ( $\times 10^{-4}$ )			correlation		
		$g_1^Z$	$\kappa_\gamma$	$\lambda_\gamma$	$g_1^Z \kappa_\gamma$	$g_1^Z \lambda_\gamma$	$\kappa_\gamma \lambda_\gamma$
LEP 2	3	516	618	376	-0.17	-0.62	-0.15
ILC 250	3	4.4	5.7	4.2	0.63	0.48	0.35
LEP 2	1	300	626	292	—	—	—
LHC	1	319	1077	198	—	—	—
HL-LHC	1	19	160	4	—	—	—
ILC 250	1	3.7	5.7	3.7	—	—	—

表 4: LEP 2、LHC Run1、HL-LHC、および ILC 250 ( $\sqrt{s} = 250$  GeV、積分ルミノシティ 2000 fb $^{-1}$ ) の TGC の精度。LEP 2 は  $\sqrt{s} \approx 200$  GeV、0.68 fb $^{-1}$  での ALEPH [58] の結果。LHC は  $\sqrt{s} = 7$  TeV、4.6 fb $^{-1}$  での ATLAS [58] の結果。HL-LHC は 2013 年の HL-LHC の物理の概要 [61] から引用した推定値。

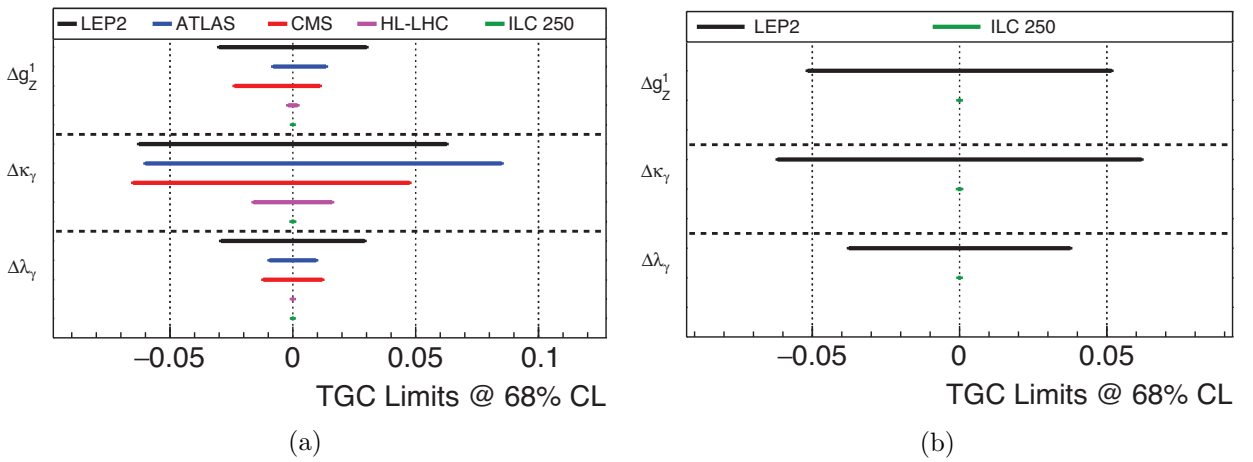


図 11: LEP 2、LHC Run1、HL-LHC および ILC 250 ( $\sqrt{s} = 250$  GeV、積分ルミノシティ 2000 fb $^{-1}$ ) における、1 パラメータフィットと 3 パラメータフィットによる TGC の精度。

り一つの結合定数だけが 0 でないとして求めた 1 パラメータフィットの結果、(b) は三つのパラメータを同時に求めた 3 パラメータフィットの結果である。

ILC 250 では 3 個の TGC 係数を  $4-6 \times 10^{-4}$  程度の精度で測定できるはずである。1 パラメータフィットに関する ILC 250 の結果を HL-LHC の結果と比べると、ILC 250 では  $g_1^Z$  と  $\kappa_\gamma$  の精度が著しく改善され、 $\lambda_\gamma$  に関してはほぼ同等な精度が得られることが分かる。

ILC 250 では  $W^+W^-$  対生成事象や単一  $W$  生成事象が大量に起こるので、 $W$  の質量を  $W$  対生成事象の運動学的再構成や、 $W$ 、 $Z$  のハドロン崩壊のカロリーメータを使った比較による方法で求めるための、格好の場となる。これについては、文献 [6, 62] に記述されている。 $W$  質量測定の精度は、既に 250 GeV ILC において、推定される系統誤差による限界値 2.4 MeV に達すると期待される。

## 9 250 GeV におけるフェルミオン対生成

電子・陽電子コライダーでは、標準理論のどのフェルミオン  $f$  に対しても、 $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  反応を高精度で測定できる。LEP および SLC での  $Z$  ポール ( $\sqrt{s} = 91$  GeV) 実験では、様々な終状態の 2

フェルミオン生成反応を使って弱混合角  $\sin^2 \theta_w$  が測定されたが、それは現在もなお最高精度の測定となっている [63]。LEP 2 実験が行われたより高いエネルギーでは、 $s$ -チャネルに光子が飛ぶ散乱振幅と  $Z$  粒子が飛ぶ散乱振幅との干渉によりオーダー 1 の前後方および偏極非対称度が生じる。これら非対称度の測定は、標準理論を超える新現象の探索に使える。新しい物理は標準理論の寄与との干渉効果として現れるかも知れないからである。前 2 節で示した物理のトピックの場合と同様に、250 GeV ILC は、そのより高い衝突エネルギー、劇的に大きなルミノシティ、そしてビーム偏極の利用により、これらの効果に対しても LEP 2 と比較して 1 桁以上の感度の改善をもたらす。

様々な理論モデルで、新しい物理の効果は  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  反応に干渉効果として表れる。そのような干渉効果を生み出す原因の一つとして  $Z'$  粒子の存在がある。LEP 2 実験では、様々なタイプの  $Z'$  粒子の質量に対してその下限値が 500–800 GeV の範囲（シーケンシャル  $Z'$  粒子の場合には 1760 GeV）にあるとの結果が得られた [64]。これに対応する 250 GeV ILC で予想される下限値は 5 TeV オーダーであり、LHC での直接探索限界と同等である。500 GeV ILC では下限値が 2 倍に改善される。ILC での  $Z'$  探索は、フェルミオンの種類、電子との結合のヘリシティ、また偏極前後方非対称度の測定を通して、終状態フェルミオンとの結合のヘリシティのそれぞれを個別指定して行われる。

もう一つの標準理論への可能な修正要因として、余剰次元の存在がある。複合ヒッグス理論における新しい強い相互作用の双対表現とも解釈できる Randall-Sundrum [65] モデルでのワープした余剰次元もこの範疇に含まれる。2 フェルミオン反応は、ヒッグス輻射反応とともに、これらの理論モデルに対する強力な探索プローブとなる [66]。これらの理論モデルでは、フェルミオンへの電弱結合が、Kaluza-Klein 励起状態と呼ばれる新しい物理による共鳴状態により、はっきり決まった修正を受ける。例えば、文献 [67] で提案された理論モデルでは、重い第三世代クォーク ( $t, b$ ) への結合だけが修正される。一方、文献 [68] により提案された理論モデルでは、全ての荷電フェルミオンへの結合が修正される。どちらの場合でも、重心系エネルギー 250 GeV で既に 10% 程度のオーダーの効果が現れると期待されている。

特に興味深い課題は  $b$  クォークの電弱形状因子の測定である。左巻き  $b$  クォーク  $b_L$  は、トップクォークと同じ  $SU(2) \times U(1)$  多重項に属するという意味で、確かに前段落で記述したところの重いクォークの範疇にある。一方、右巻き  $b$  クォーク  $b_R$  は、ヒッグス粒子の背後で働く新しい強い相互作用の影響を受けているかも知れないし、受けていないかも知れない。この可能性を検証することは重要である。 $b_R$  が非標準理論的振る舞いをしているのではないかと疑わせる興味深い兆候がある。LEP での  $b$  クォーク対生成の前後方非対称度から得た  $\sin^2 \theta_w^b$  の値と SLC の偏極ビームを用いて得た  $\sin^2 \theta_w^b$  の値の間には、長年にわたり  $3\sigma$  の相違が残されたままなのである [63]。 $b_R$  の形状因子の非標準理論的な効果でこの違いを説明できるかも知れない。例えば文献 [69] に論じられているように、重いフレーバー物理の研究により新しい物理の可能性が示唆されている。文献 [70] は、双対理論において、フェルミオン間に複合粒子度の違いがあれば、この差を説明できると主張している。

最近、フルシミュレーションにより 250 GeV での  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  反応が研究された [71]。この研究では、異なるビーム偏極の組み合わせに対し合計  $0.5 \text{ ab}^{-1}$  の積分ルミノシティが想定されている。図 12 は、この実験の初期段階に相当する積分ルミノシティでも既に ILC による  $b$  クォーク形状因子の精度が  $Z$  ポールでの LEP の結果を、 $b_L$  のベクトル結合を除き、大きく改善することを示している。ちなみに、 $b_L$  のベクトル結合は  $BR(Z \rightarrow b\bar{b})$  測定に強く制限されている。ILC による  $b_R$  のベクトル結合  $g_{RZ}$  の精度の改善は特に興味深く、既存の LEP の結果を約 5 倍凌駕する。それ故、ILC での測定は、上記未解決課題の鍵となると期待される  $b_R$  が部分的に複合粒子性を持つ可能性について、最終決着をつけるであろう。

文献 [71] の  $b$  クォークに関する研究、およびそれ以前の  $t$  クォークに関する研究 [72] を踏まえ

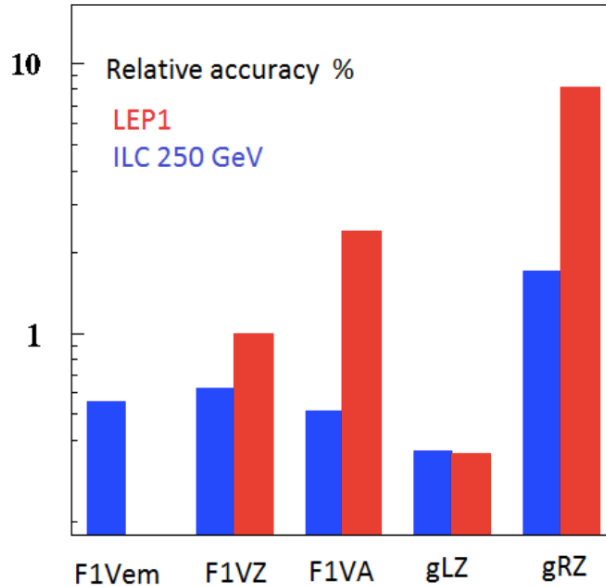


図 12: 250 GeV ILC の  $500 \text{ fb}^{-1}$  での  $b$  クォーク電弱形状因子の精度と LEP で得られた精度の比較。図は [71] による。

ば、これら第 3 世代のクォークに対する形状因子測定を第 2 世代の  $c$  クォークについても行うことが可能と思われる。その際、 $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$  運転の優位性、つまり  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  に比べてボトム中間子やチャーム中間子の崩壊生成物のブーストが小さいという事実を有効利用できる。実際これは、崩壊で生じた荷電粒子の軌跡を崩壊点に対応づけるのに有利に働く。

フェルミオン対生成はまた、フェルミオンの複合粒子性 (= 内部構造の存在) の探索のための強力な道具であり、有効 4 フェルミオン相互作用の手法で探査可能である。文献 [73] では、これらの接触相互作用の手法を用いて、重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$  と  $\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$  における 2 フェルミオン生成反応の新しい物理への感度を議論している。この研究からの外挿によれば、ILC 250 GeV は、接触相互作用のエネルギースケール  $\Lambda$  (複合フェルミオンの半径の逆数に相当) に対して、おおよそ 60 TeV の下限をつける能力を有する。

## 10 ILC プログラム：250 GeV を超えて

本報告では、これまで、250 GeV ILC が、そのヒッグス粒子や他の様々な電弱相互作用過程の精密測定を通して、標準理論を超える新しい物理に対して極めて高い発見能力を持つことを示してきた。これは、ILC が提供する明快に定義された始状態、QCD 由来の背景事象がないクリーンな環境、そして偏極ビームの威力に負うところが大きい。本報告ではまた、これらの ILC の長所によって、250 GeV において既に新粒子発見が十分あり得ることも見てきた。そのような新粒子には、暗黒物質粒子や、標準理論の粒子とは非常に弱くしか結合しないような新粒子、あるいは LHC での発見が極めて困難な圧縮質量スペクトルを持つ新粒子が含まれる。

しかし、リニアコライダの真の優位性は、より高いエネルギーへの加速器増強が可能な点にある。このエネルギー増強は、線形加速器の長さを延長することにより、あるいは、エネルギー増強の時点で最新のより高度な加速技術を導入することにより実行可能である。第 2 節では、250 GeV、

350 GeV、500 GeV の三つのエネルギー段階を想定した ILC の段階的实施に関する参考シナリオの概要を紹介した。350 GeV、500 GeV 段階の物理については、既に報告書 [7] および [8] に記載されている。しかしながら、ここで主要な点について簡単におさらいしておくことは有益であろう。

- 350 GeV 段階の ILC では、 $t\bar{t}$  閾値領域のエネルギーキャンが可能になる。これにより、トップクォークの閾値質量  $m_t(1S)$  を 50 MeV の精度で決定できる (文献 [8] の 3.2 節を見よ)。この測定は、単に LHC での  $m_t$  測定の精度を改善するにとどまらず、質的に異なる量の測定なのである。実際、ILC で測定されるトップクォーク質量は、理論的により明快に定義されたものであり、そして、弱い相互作用による種々の崩壊過程や力の大統一に直接関係づけできるものなのである。トップクォークの閾値質量は、トップクォークの  $\overline{MS}$  質量と密接に関係づけ可能で、その換算誤差は、将来、 $\alpha_s(m_Z)$  に期待通りの改善があると仮定する限り無視できる。もし、他の全ての測定に標準理論からのずれが見えない場合には、このトップクォークの質量測定によって、標準理論の真空の安定性の問題に決着がつくことになる [74]。
- 500 GeV 段階の ILC は、ヒッグス崩壊によるヒッグス結合の精密測定においても、既に十分強力な 250 GeV での結果を精度でほぼ 2 倍改善するであろう。このことは既に表 1 に示した通りであり、その新物理探索に関する効能については図 9 に示した通りである。
- 500 GeV 段階の ILC は、250 GeV では測定できない二つのヒッグス結合の測定を可能にする。一つ目は、 $t\bar{t}$  へのヒッグス結合である。これは、 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$  過程を使って測定できる。このヒッグス結合は、ヒッグス粒子が複合粒子である場合や、部分的に複合性を持つような理論モデル (例えば文献 [75]) の多くで、標準理論の予言値から大きくずれる。この結合の測定精度は、500 GeV、 $4 \text{ ab}^{-1}$  のデータに対し 6% である。この精度は、500 GeV が  $t\bar{t}h$  閾値に近すぎることによって制約されており、550 GeV で同じ統計のデータを蓄積すれば、3% の精度が達成可能である。さらに高いエネルギーでは、2% の精度も可能である [3]。
- 500 GeV 段階の ILC は、 $e^+e^- \rightarrow Zh\bar{h}$  閾値も超える。これによりヒッグス粒子の 3 点自己結合の測定が可能になる。この測定によって、ヒッグス質量の測定だけでは得られないヒッグス場のポテンシャルに関する情報が初めて得られることになる。ヒッグス 3 点自己結合の測定は、電弱バリオン数生成モデルの検証にとって決定的に重要である。この種の理論モデルでは、ヒッグス場の相転移が一次相転移である必要がある。その結果、ポテンシャルに標準理論からの大きなずれが要求される [76, 77]。ILC で期待される測定精度は 27% で、この予言を検証するために十分である。

ヒッグス 3 点自己結合の解析では、通常、標準理論からのずれがヒッグス 3 点自己結合のみ現れると仮定し、測定量に影響を与え得る、新しい物理の可能な他の効果は無視している。文献 [15] は、EFT 形式の枠組みの中でこれらの効果を検討し、その効果が潜在的には非常に大きい可能性を指摘している。この文献には、二ヒッグス粒子生成過程の測定結果を曖昧さなく解釈するには、単一ヒッグス粒子生成過程の精密測定が必要になることも示されている。500 GeV ILC では、ヒッグス 3 点自己結合に対する他の新物理効果による系統誤差が 5% を切る。これは、ILC が提供する高精度測定によって、他の 16 個の EFT 係数を強く制限できるからである。ハドロコライダーでは、この問題に対する ILC の戦略と比肩し得る戦略は存在しない。陽子・陽子衝突では、より多くの EFT 係数が重要な役割を果たすようになり、これらの係数への制限はより弱いものになる。しかも、二ヒッグス粒子生成過程の断面積はこれら新たな EFT 係数にずっと強く依存するからである。

- 500 GeV 段階の ILC では、トップクォークの光子および  $Z$  粒子への結合の形状因子を、それ

ぞれ個別に、1% を切る精度で測定できる。複合ヒッグス理論では、多くの場合、トップクォークにも部分的複合性が現れる。このことによって、 $Zt\bar{t}$  形状因子に標準理論からの大きなずれが生じる。ずれは一般に  $t_L$  であるか  $t_R$  であるかによって異なり、その差はモデルに依存する。様々な理論モデルが予言するずれのパターンが文献 [7] にまとめられている。これらの測定は、ヒッグスセクターを支配する新しい強い相互作用に付随する新しい物理への、新たな、そして独立な道筋を提供する。

- 500 GeV 段階の ILC は、第 7 節に記載した、暗黒物質粒子の対生成、ヒグシーノ生成、その他の LHC では発見困難な新粒子の探索範囲を広げる。500 GeV で直接探索可能な様々な新粒子については文献 [8] に検討されている。
- 500 GeV 段階の ILC は、第 8 節および第 9 節で検討した  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  や  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  反応の精密測定による新物理発見能力も大きく改善する。実際、探索範囲は、新物理スケールに換算してほぼ 2 倍になる。

ILC の究極のエネルギー到達点がどこになるかは未知数である。ILC TDR には 1 TeV までのエネルギー増強の可能性について記載されているが、これは、既存の RF 技術を前提としたものである [11, 12]。しかし、超伝導 RF 加速技術は著しいペースで進歩している (例えば文献 [78] を見よ)。もっと長期的に見れば、ILC トンネル内に 10 TeV あるいはそれ以上のエネルギーの電子・陽電子コライダーを設置できるような、先端的な高勾配加速技術の進展を想像することも可能である [79]。250 GeV ILC で新しい物理の存在が発見されたら、将来の ILC 研究所では、この新しい物理をその自然なエネルギースケールにおいて研究できるかも知れないのである。250 GeV ILC は終着点ではない。むしろ、標準理論を超える物理を解明するための新しい手段に向けた最初のステップなのである。

## 11 結論

250 GeV ILC の物理の実力には怖るべきものがある。

この報告で示したように、この実験施設は、ヒッグス粒子の結合定数の高精度測定を可能にする。ILC では、これらの結合定数を理論モデルに依存せずに決定でき、しかもそうして得られた結合定数の値は、相対値ではなく絶対的に規格化されたものになる。これら二つの特長は、いずれも LHC では不可能なものである。250 GeV ILC で得られる結合定数の決定精度は、ヒッグス粒子の  $b$  クォークに対する結合定数については 1% 近く、 $W$  粒子や  $Z$  粒子に対する結合定数については 1% を切る精度である。本報告で示したように、LHC での直接探査では対応する新粒子が重すぎて発見不可能な様々な興味深い理論モデルがあるが、この ILC の高い精度があれば、それらの理論モデルが示唆する新しい物理の発見が可能になる。

250 GeV ILC はまた、ヒッグス粒子のエキゾチック崩壊の高感度探索を可能にする。そのようなエキゾチック崩壊は、特に、暗黒物質が標準理論の相互作用を媒介するゲージ粒子とは結合しない「隠れたセクター」に属しているような理論モデルにおいて起こると期待される。ヒッグス粒子の崩壊を使った暗黒物質探索プログラムは、最近話題になっている固定標的ビーム実験による隠れたセクターに属する新粒子探索とは直交する方向からのアプローチであり、同様に重要なものである。

250 GeV ILC では、暗黒物質や LHC では可視エネルギーが小さく検出が困難な他の新粒子の対生成の探索を行う。ILC は、LEP 2 とのエネルギー差こそ大きくはないが、積分ルミノシティでは 1000 倍に達し、多くの新粒子探索において探索領域が大幅に広がる。このルミノシティの増加と測



定器技術の進歩はまた、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  反応や  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  反応の測定精度を大幅に改善し、おそらくは、新しい物理の証拠を暴き出すであろう。

これら全ての新物理へのアプローチは、さらなる他のアプローチとともに、より高いエネルギーでの ILC 実験を加えることでより強力なものとなると期待される。250 GeV ILC は、それ自身の能力を超えて続くこの道筋の第一歩となる。

今日の素粒子物理学の喫緊の課題は、あらゆる手段を講じて標準理論を超える物理を明らかにすることである。この報告で議論した ILC における実験は、LHC その他の実験において現在追求されている様々な新物理探索とは明確に異なった新物理に対するいくつもの新しい戦略を提供する。これらの戦略は、非常に高いポテンシャルを有している。しかし、それらを有効活用するには、次世代の電子・陽電子コライダーを建設しなくてはならない。素粒子物理コミュニティは、250 GeV ILC の速やかな予算措置と建設をプライオリティとすべきである。

## 謝辞

著者一同、本報告の内容について議論していただいた多くの方々に感謝している。特に、Rick Gupta、Howard Haber、JoAnne Hewett、Ahmed Ismail、Hugh Montgomery、Francois Richard、Sabine Riemann、Heidi Rzehak、そして Graham Wilson の諸氏には特別の謝意を表したい。この仕事に対して財政的にサポートしていただいた各国にまたがる多くの機関にも厚く感謝する。TB と MEP は、米国エネルギー省より、コントラクト番号 DE-AC02-76SF00515 のもとにサポートいただいた。TB、MB、CG、MH、RK、JL、そして JR は、ドイツ研究振興協会 (DFG) より、共同研究センター SFB 676 「素粒子、弦、そして初期宇宙」、プロジェクト B1 および B11 を通してサポートいただいた。CG は欧州委員会のマリー・キュリー・キャリア統合補助金 631962 およびヘルムホルツ協会のリクルート・イニシヤティブイニシヤティブからもサポートいただいた。HK と SJ は、韓国国立研究基金から補助金番号 2015R1A4A1042542 によりサポートいただいた。KF と TO は、日本学術振興会 (JSPS) より科研費補助金番号 16H02173 および 16H02176 を通じてサポートいただいた。JT は、JSPS より科研費補助金番号 15H02083 によりサポートいただいた。MP は米国国立科学基金より補助金番号 PHY-1719877 を通して、また RP はフランス IPN2P3 のクォークとレプトンプログラムを通してサポートいただいた。

## A ILC における各種物理量測定に関する精度予想

表 5 に、本報告で議論した様々な測定について予想される精度をまとめる。

本報告で議論した、ヒッグス粒子の結合定数の解析に関する新たな進展によって、ILC の運転エネルギーがこれまで仮定されていたものより低いにもかかわらず、ヒッグス粒子の結合定数の精密測定に関してより強い結果をもたらす得ることが明らかになったことは特筆に値する。このことは、2013 年のスノーマス研究のための白書 [3] に記載され、2014 年の P5 パネルに提出され米国の素粒子物理戦略 [81] の策定に寄与した、予想精度と比較してみると明らかになる。この比較を表 6 に示した。全ての数値は、理論の仮定に依らないモデル非依存な結合定数測定に対するものである。しかしながら、以前の解析は、 $\kappa$  形式で解析されたものであるため、それらの結果は、本報告の結果と比較してモデル非依存性に劣ることを指摘しておく。本報告の結果は、その最初の 250 GeV 段階の運転に限っても、2013 年のスノーマス報告の予想を満足するものであることが見て取れる。

トピック	パラメータ	250 GeV	250 + 500 GeV	単位
ヒッグス粒子	$m_h$	14	14	MeV
	$g(hb\bar{b})$	1.1	0.58	%
	$g(hc\bar{c})$	1.9	1.2	%
	$g(hgg)$	1.7	0.95	%
	$g(hWW)$	0.67	0.34	%
	$g(h\tau\tau)$	1.2	0.74	%
	$g(hZZ)$	0.68	0.35	%
	$g(h\gamma\gamma)$	1.2	1.0	%
	$g(h\mu\mu)$	5.6	5.1	%
	$g(h\gamma Z)$	6.6	2.6	%
	$g(ht\bar{t})$	-	6.3	%,
	$g(hhh)$	-	27	%
	$\Gamma_{tot}$	2.5	1.6	%
	$\Gamma_{invis}$	0.32	0.29	%, 95% CL
トップクォーク	$m_t$	-	50	MeV ( $m_t(1S)$ )
	$\Gamma_t$	-	60	MeV
	$g_L^\gamma$	-	0.6	%
	$g_R^\gamma$	-	0.6	%
	$g_L^Z$	-	0.6	%
	$g_R^Z$	-	1.0	%
	$\text{Re } F_2^\gamma$	-	0.0014	絶対値
	$\text{Re } F_2^Z$	-	0.0017	絶対値
	$\text{Im } F_2^\gamma$	-	0.0014	絶対値
	$\text{Im } F_2^Z$	-	0.0020	絶対値
	W 粒子	$m_W$	2.4 MeV	2.4
$g_1^Z$		$4.4 \times 10^{-4}$	$1.1 \times 10^{-4}$	絶対値
$\kappa_\gamma$		$5.7 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-4}$	絶対値
$\lambda_\gamma$		$4.2 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-4}$	絶対値
暗黒物質	EFT $\Lambda$ : D5	1.9	3.0	TeV, 90% CL
	EFT $\Lambda$ : D8	1.8	2.8	TeV, 90% CL

表 5: 標準理論パラメータの測定に関する予想精度を、本報告第 2 節に記述した ILC の 250 GeV 第一段階プログラムの場合と 500 GeV 運転を含む完全プログラムの場合とで比較した表。想定積分ルミノシティは、250 GeV で  $2 \text{ ab}^{-1}$ 、完全プログラムではこれに加えて 350 GeV で  $0.2 \text{ ab}^{-1}$ 、500 GeV で  $4 \text{ ab}^{-1}$  である。始状態のビーム偏極設定は、第 2 節の終わりに示した通りである。精度は、特別に断っていない限り、 $1\text{-}\sigma$  の誤差で、ILC プログラム実施の各段階毎にそれ以前の段階のデータに加算して評価したものである。特に断っていない限り、% 表記の誤差は標準理論の予言値に対する相対誤差である。暗黒物質に関しては、有効場理論の  $\Lambda$  パラメータの定義は文献 [80] に従っている。各測定に関するさらに詳しい情報については、本報告の対応する節を参照されたい。

パラメータ	スノーマス 2013 報告 :		本報告 :		単位
	ILC(500)	ILC(LumUp)	250 GeV	250+500 GeV	
$g(hb\bar{b})$	1.6	0.7	1.1	0.58	%
$g(hc\bar{c})$	2.8	1.0	1.9	1.2	%
$g(hgg)$	2.3	0.9	1.7	0.95	%
$g(hWW)$	1.1	0.6	0.67	0.34	%
$g(h\tau\tau)$	2.3	0.9	1.2	0.74	%
$g(hZZ)$	1.0	0.5	0.68	0.35	%
$g(ht\bar{t})$	14	1.9	-	6.3	%
$\Gamma_{tot}$	4.9	2.3	2.5	1.6	%

表 6: 本報告で示したヒッグス粒子の結合定数測定の精度予想と、2013 年スノーマス研究「ILC ヒッグス白書」[3] の表 6.1 に示された精度予想の比較。ILC(500) の欄は、250 GeV で  $250 \text{ fb}^{-1}$ 、加えて 500 GeV で  $500 \text{ fb}^{-1}$  の運転を想定する基本プログラム、ILC(LumUp) の欄は、その白書で議論された増強計画に対応するもので、250 GeV で  $1.15 \text{ ab}^{-1}$ 、500 GeV で  $1600 \text{ ab}^{-1}$ 、そして 1000 GeV で  $2.5 \text{ ab}^{-1}$  のデータ収集を仮定したものである。

## 参考文献

- [1] T. Behnke *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary,” arXiv:1306.6327 [physics.acc-ph].
- [2] H. Baer *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics,” arXiv:1306.6352 [hep-ph].
- [3] D. M. Asner, *et al.*, “ILC Higgs White Paper,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1310.0763 [hep-ph].
- [4] D. Asner, *et al.*, “Top quark precision physics at the International Linear Collider,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1307.8265 [hep-ex].
- [5] H. Baer, *et al.*, “Physics Case for the ILC Project: Perspective from Beyond the Standard Model,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1307.5248 [hep-ph].
- [6] A. Freitas, *et al.* “Exploring Quantum Physics at the ILC,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1307.3962 [hep-ph].
- [7] K. Fujii *et al.*, arXiv:1506.05992 [hep-ex].
- [8] K. Fujii *et al.*, arXiv:1702.05333 [hep-ph].
- [9] L. Evans and S. Michizono [Linear Collider Collaboration], “International Linear Collider Machine Staging Report 2017”, in preparation.
- [10] T. Barklow, J. Brau, K. Fujii, J. Gao, J. List, N. Walker and K. Yokoya, arXiv:1506.07830 [hep-ex].
- [11] C. Adolphsen *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.I: Accelerator & in the Technical Design Phase,” arXiv:1306.6353 [physics.acc-ph].
- [12] C. Adolphsen *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.II: Accelerator Baseline Design,” arXiv:1306.6328 [physics.acc-ph].
- [13] T. Behnke *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4: Detectors,” arXiv:1306.6329 [physics.ins-det].
- [14] D. de Florian *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group], “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector,” arXiv:1610.07922 [hep-ph].
- [15] T. Barklow, K. Fujii, S. Jung, M. E. Peskin and J. Tian, arXiv:1708.09079 [hep-ph].
- [16] S. F. Ge, H. J. He and R. Q. Xiao, JHEP **1610**, 007 (2016) [arXiv:1603.03385 [hep-ph]].
- [17] J. Ellis, P. Roloff, V. Sanz and T. You, JHEP **1705**, 096 (2017) [arXiv:1701.04804 [hep-ph]].
- [18] G. Durieux, C. Grojean, J. Gu and K. Wang, JHEP **1709**, 014 (2017) [arXiv:1704.02333 [hep-ph]].

- [19] T. Barklow, K. Fujii, S. Jung, R. Karl, J. List, T. Ogawa, M. E. Peskin and J. Tian, arXiv:1708.08912 [hep-ph].
- [20] M. E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. **65**, 964 (1990), Phys. Rev. D **46**, 381 (1992).
- [21] G. Aad *et al.* [ATLAS and CMS Collaborations], Phys. Rev. Lett. **114**, 191803 (2015) [arXiv:1503.07589 [hep-ex]].
- [22] S. Kawada, “Status of  $h\mu^+\mu^-$  analysis”, presentation at ILD Analysis and Software Meeting on May 24, 2017, <https://agenda.linearcollider.org/event/7648/>.
- [23] ATLAS Collaboration, ATLAS-PHYS-PUB-2014-016 (2014).
- [24] ATLAS Collaboration, ATLAS-PHYS-PUB-2014-006 (2014).
- [25] J. Yan, S. Watanuki, K. Fujii, A. Ishikawa, D. Jeans, J. Strube, J. Tian and H. Yamamoto, Phys. Rev. D **94**, 113002 (2016) [arXiv:1604.07524 [hep-ex]].
- [26] J. Tian, “Update of  $e^+e^- \rightarrow \nu h$  analysis”, presentation at ILD Analysis and Software Meeting on July 19, 2017, <https://agenda.linearcollider.org/event/7703/contributions/39487/attachments/31909/48179>.
- [27] C. Duerig, K. Fujii, J. List and J. Tian, arXiv:1403.7734 [hep-ex].
- [28] S. Dawson *et al.*, “Working Group Report: Higgs Boson,” in the Proceedings of the APS DPF Community Summer Study (Snowmass 2013), arXiv:1310.8361 [hep-ex].
- [29] T. Ogawa, “Study of sensitivity to anomalous HVV couplings at the ILC”, presentation at the EPS Conference on High Energy Physics, Venice, July 5-12, 2017, <https://indico.cern.ch/event/466934/contributions/2588482/>
- [30] L. G. Almeida, S. J. Lee, S. Pokorski and J. D. Wells, Phys. Rev. D **89**, 033006 (2014) [arXiv:1311.6721 [hep-ph]].
- [31] D. Jeans, “CP Measurements in  $h \rightarrow \tau^+\tau^-$  at the ILC”, presentation at the International Workshop on Linear Colliders (LCWS 2016) on December 4-9, 2016, <https://agenda.linearcollider.org/event/7371/contributions/37895/>.
- [32] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [33] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [34] J. D. Wells, Studies Hist. Phil. Sci. B (online 8 June 2017) <https://doi.org/10.1016/j.shpsb.2017.05.004>.
- [35] R. S. Gupta, H. Rzehak and J. D. Wells, Phys. Rev. D **86**, 095001 (2012) [arXiv:1206.3560 [hep-ph]]; and, “Higgs boson coupling to  $b$  quarks: targets in the MSSM,” MCTP-17-18 (2017).
- [36] S. P. Martin, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **21**, 1 (2010) [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **18**, 1 (1998)] [hep-ph/9709356].
- [37] M. Cahill-Rowley, J. Hewett, A. Ismail and T. Rizzo, arXiv:1308.0297 [hep-ph].

- [38] S. Kanemura, H. Yokoya and Y. J. Zheng, Nucl. Phys. B **886**, 524 (2014) [arXiv:1404.5835 [hep-ph]].
- [39] R. Contino, L. Da Rold and A. Pomarol, Phys. Rev. D **75**, 055014 (2007) [hep-ph/0612048].
- [40] J. Hubisz, P. Meade, A. Noble and M. Perelstein, JHEP **0601**, 135 (2006) [hep-ph/0506042].
- [41] C. R. Chen, K. Tobe and C.-P. Yuan, Phys. Lett. B **640**, 263 (2006) [hep-ph/0602211].
- [42] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, JHEP **0308**, 028 (2003) [hep-ph/0202155].
- [43] S. Di Vita, C. Grojean, G. Panico, M. Riembau and T. Vantalon, JHEP **1709**, 069 (2017) [arXiv:1704.01953 [hep-ph]].
- [44] Y. Hochberg, E. Kuflik, T. Volansky and J. G. Wacker, Phys. Rev. Lett. **113**, 171301 (2014) [arXiv:1402.5143 [hep-ph]].
- [45] Y. Hochberg, E. Kuflik, H. Murayama, T. Volansky and J. G. Wacker, Phys. Rev. Lett. **115**, 021301 (2015) [arXiv:1411.3727 [hep-ph]].
- [46] Z. Chacko, H. S. Goh and R. Harnik, Phys. Rev. Lett. **96**, 231802 (2006) [hep-ph/0506256].
- [47] J. Alexander *et al.*, arXiv:1608.08632 [hep-ph].
- [48] M. Battaglieri *et al.*, arXiv:1707.04591 [hep-ph].
- [49] D. Curtin *et al.*, Phys. Rev. D **90**, 075004 (2014) [arXiv:1312.4992 [hep-ph]].
- [50] Z. Liu, L. T. Wang and H. Zhang, Chin. Phys. C **41**, 063102 (2017) [arXiv:1612.09284 [hep-ph]].
- [51] J. Yan, K. Fujii and J. Tian, arXiv:1601.06481 [hep-ph].
- [52] J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. C **31**, 421 (2003) [hep-ex/0311019].
- [53] S. Antusch, E. Cazzato and O. Fischer, Int. J. Mod. Phys. A **32**, no. 14, 1750078 (2017) [arXiv:1612.02728 [hep-ph]].
- [54] M. Habermehl, K. Fujii, J. List, S. Matsumoto and T. Tanabe, PoS ICHEP **2016**, 155 (2016) [arXiv:1702.05377 [hep-ex]].
- [55] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld and K. Hikasa, Nucl. Phys. B **282**, 253 (1987).
- [56] A. Arhrib, J. L. Kneur and G. Moultaka, [hep-ph/9603268].
- [57] I. Marchesini, DESY-THESIS-2011-044.
- [58] S. Schael *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **614**, 7 (2005).
- [59] R. Karl, “Prospects for electroweak precision measurements and triple gauge couplings at a staged ILC”, presentation at the EPS Conference on High Energy Physics 2017, Venice, <https://indico.cern.ch/event/466934/contributions/2589875/>.
- [60] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1501**, 049 (2015) [arXiv:1410.7238 [hep-ex]].

- [61] K. Moenig, “ATLAS & CMS physics prospects for the high-luminosity LHC”, presentation at CLIC Workshop 2013, CERN, <https://cds.cern.ch/record/1510150/files/ATL-PHYS-SLIDE-2013-042.pdf>.
- [62] G. W. Wilson, PoS ICHEP **2016**, 688 (2016).
- [63] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD Collaborations and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group], Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [hep-ex/0509008].
- [64] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and LEP Electroweak Collaborations], Phys. Rept. **532**, 119 (2013) [arXiv:1302.3415 [hep-ex]].
- [65] L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999) [hep-ph/9905221].
- [66] A. Angelescu, G. Moreau and F. Richard, Phys. Rev. D **96**, no. 1, 015019 (2017) [arXiv:1702.03984 [hep-ph]].
- [67] A. Djouadi, G. Moreau and F. Richard, Nucl. Phys. B **773**, 43 (2007) [hep-ph/0610173].
- [68] S. Funatsu, H. Hatanaka, Y. Hosotani and Y. Orikasa, arXiv:1705.05282 [hep-ph].
- [69] M. Neubert, ”Heavy Flavour Physics”, <http://moriond.in2p3.fr/QCD/2017/MondayMorning/Neubert.p>.
- [70] E. Megias, M. Quiros and L. Salas, JHEP **1707**, 102 (2017) [arXiv:1703.06019 [hep-ph]].
- [71] S. Bilokin, R. Pöschl and F. Richard, arXiv:1709.04289 [hep-ex].
- [72] M. S. Amjad *et al.*, Eur. Phys. J. C **75**, 512 (2015) [arXiv:1505.06020 [hep-ex]].
- [73] J. A. Aguilar-Saavedra *et al.* [ECFA/DESY LC Physics Working Group], hep-ph/0106315.
- [74] D. Buttazzo, G. Degrossi, P. P. Giardino, G. F. Giudice, F. Sala, A. Salvio and A. Strumia, JHEP **1312**, 089 (2013) [arXiv:1307.3536 [hep-ph]].
- [75] R. Malm, M. Neubert and C. Schmell, JHEP **1502**, 008 (2015) [arXiv:1408.4456 [hep-ph]].
- [76] A. Noble and M. Perelstein, Phys. Rev. D **78**, 063518 (2008) [arXiv:0711.3018 [hep-ph]].
- [77] D. E. Morrissey and M. J. Ramsey-Musolf, New J. Phys. **14**, 125003 (2012) [arXiv:1206.2942 [hep-ph]].
- [78] A. Grassellino *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **30**, 094004 (2017) [arXiv:1701.06077 [physics.acc-ph]].
- [79] J. P. Delahaye, E. Adli, S. Gessner, M. Hogan, T. Raubenheimer, W. An, C. Joshi and W. Mori, IPAC-2014-THPRI013.
- [80] J. Goodman, M. Ibe, A. Rajaraman, W. Shepherd, T. M. P. Tait and H. B. Yu, Phys. Rev. D **82**, 116010 (2010) [arXiv:1008.1783 [hep-ph]].
- [81] S. Ritz, *et al.*, *Building for Discovery: Strategic Plan for U.S. Particle Physics in the Global Context*, <https://science.energy.gov/hep/hepap/reports/>.