

# 2016 年粒子物理威海暑期学校学习报告

姓名：龙明明

专业：粒子物理唯象理论

单位：中国科学技术大学近代物理系

导师：张仁友

Email：francislong372@gmail.com

今年暑假有幸参加了第二届威海高能物理暑期学校。虽然我刚本科毕业，很多东西没有听懂，但是这次暑期学校给了我一次机会，一次更深入地了解自己研究学习方向具体工作的机会，并且还能够认识这个领域内的同学老师，这些都对我今后的科研工作有重要的影响。我本人研究生的专业方向是粒子物理唯象理论，此次暑期学校的主要内容都是偏实验数据分析，加速器技术等方面。我们需要拓宽自己的视野，免得眼光过于狭隘。来自LLR的Henri Videau教授讲授的是关于ILC的内容，我对其中光子对撞机的实现很感兴趣，决定自己查查资料学习一下，写成这份小报告。

## 光子对撞机

国际直线对撞机首期目标是将正负电子分别加速到0.25TeV的能量，正负电子对撞时，质心系能量达到0.5TeV（升级后可达到1TeV）。除了进行正负电子对撞，国际直线对撞机还可以改造成光子对撞机，有 $\gamma\gamma$ 对撞和 $\gamma e$ 对撞两种模式，而且能够达到同正负电子对撞可比的对撞能量和亮度。从图1中我们可以看到，粒子束流在直线对撞机上只能在作用点发生一次碰撞，不能同环形

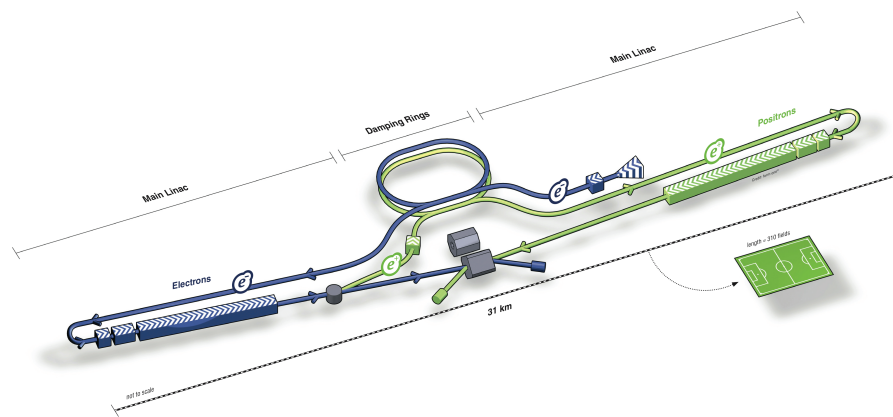


图 1: 国际直线对撞机整体布局

加速器一样进行多次对撞，因此我们必须在(正)电子束流达到作用点之前想办法将其变成两支光子束流。

### 康普顿背散射

早在上世纪90年代，俄罗斯的I.F.Ginzburg 等人在进行对撞机VLEEP（90年代中期该计划便停止）的设计研究时，提出利用激光与高能电子束的康普顿背散射获得高能、强流的光子束流。末态光子会携带走大部分电子的能量，并且方向不变。原理如图2所示。在距离作用点（Interaction Point, IP） $b=1-2mm$ 的地方，聚焦的激光射向C处的电子束，出射的光子在IP与光子（电子）对撞。假设 $E$ 表示初态电子的能量，则末态光子的能量 $\omega$ 可以表示为

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{\omega_m}{1 + (\alpha/\alpha_0)^2}, & \omega_m &= \frac{x}{x+1}E; \\ x &= \frac{4E\omega_0}{m_e^2c^4} \cos^2 \frac{\theta}{2}, & \theta_0 &= \frac{m_e c^2}{E} \sqrt{x+1}. \end{aligned} \quad (1)$$

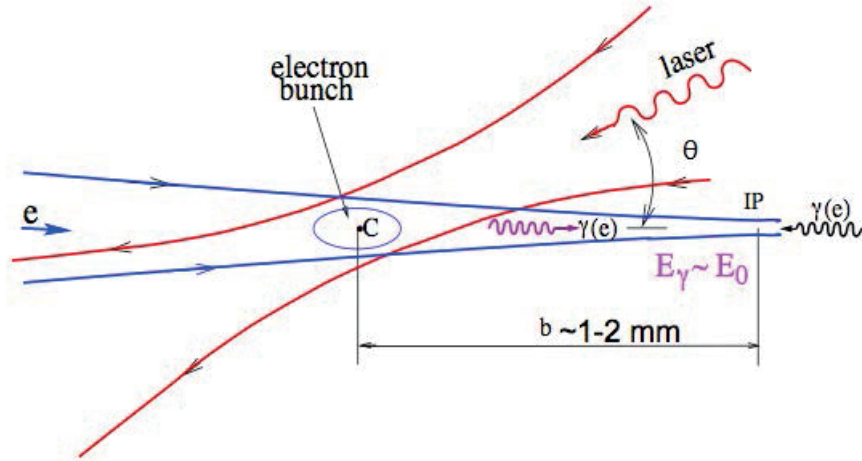


图 2:  $\gamma\gamma$ 和 $\gamma e$ 对撞机原理设计

其中,  $\alpha$ 是出射光子与原电子运动方向的夹角,  $\omega_0$ 表示入射光子的能量,  $\omega_m$ 表示在 $\alpha = 0$ 时末态光子能达到的最大能量,  $x$ 和 $\alpha_0$ 是两个无量纲的量。由于角 $\theta$ 一般非常小 ( $10^{-4} - 10^{-5} \text{rad}$ ), 所以

$$x \approx \frac{4E\omega_0}{m_e^2 c^4} = 15.3 \left[ \frac{E}{\text{TeV}} \right] \left[ \frac{\omega_0}{\text{eV}} \right] = 19 \left[ \frac{E}{\text{TeV}} \right] \left[ \frac{\mu\text{m}}{\lambda} \right], \quad (2)$$

式(1),(2)表明,  $x$ 越大则 $\omega_m$ 越大 ( $E$ 一定时), 因此提高入射激光的能量便可以获得高能光子束。但是当 $x$ 大于4.8时, 出射的光子可以与入射激光发生相互作用产生正负电子对。我们取 $x = 4.8$ , 则 $\omega_m/E \approx 83\%$ , 即产生的光子最高的能量约为电子的83%。

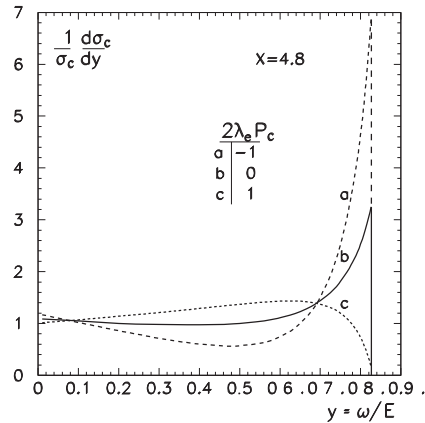


图 3: 当 $x = 4.8$ 、 $2\lambda_e P_c$ 取不同值时, 散射光子的能谱。我们可以看到, 能谱强烈依赖于 $2\lambda_e P_c$ 。当 $2\lambda_e P_c = -1$ 时, 在最高能量处 ( $\omega = \omega_m$ ), 高能光子的数量加倍, 亮度可以提高四倍。

康普顿散射的总截面

$$\sigma_c = \sigma_c^0 + 2\lambda_e P_c \sigma_c^1, \quad (3a)$$

$$\sigma_c^0 = \frac{2\sigma_0}{x} \left[ \left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \ln(x+1) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right], \quad (3b)$$

$$\sigma_c^1 = \frac{2\sigma_0}{x} \left[ \left(1 + \frac{2}{x}\right) \ln(x+1) - \frac{5}{2} + \frac{1}{x+1} - \frac{1}{2(x+1)^2} \right]. \quad (3c)$$

其中， $\lambda_e$ 和 $P_c$ 分别表示电子和入射光子的平均螺旋度。 $\sigma_0 = \pi r_e^2$ ， $r_e$ 是电子经典半径。散射光子的能谱图3和式(3a)表明，微分截面和总截面都受 $2\lambda_e P_c$ 值的影响。当 $2\lambda_e P_c = -1$ 时，散射光子的单色性更好，可以实现在末态光子最高能量下的高亮度，提高实验的精确度。通过控制激光和电子的极化特性以及能量，即可获得不同要求的 $\lambda_\gamma$ 和 $l_\gamma$ 。