

Измерение энергии пучка [1]

Одной из основных составляющих экспериментов по измерению масс частиц является прецизионное измерение энергии пучка. В настоящее время на ВЭПП-4М реализованы две методики измерения энергии пучка: с помощью резонансной деполяризации пучка и методом обратного комптоновского рассеяния (ОКР).

Наиболее точным современным методом калибровки энергии пучка является метод резонансной деполяризации (РД). Наряду с несомненными преимуществами, метод (РД) обладает и рядом недостатков: он разрушает состояние поляризации и не позволяет проводить оперативные измерения во время набора интеграла светимости. Поэтому для оперативного измерения энергии пучка была разработана система, основанная на методе обратного комптоновского рассеяния. И хотя точность этого метода хуже (около $3 \cdot 10^{-5}$), но процесс измерения занимает меньше времени, не требует поляризации пучка и может применяться непосредственно в процессе набора интеграла светимости. Использование двух подходов повышает надежность получаемых результатов и обеспечивает необходимую точность. При этом энергия измеряется точным методом резонансной деполяризации в начале и в конце набора интеграла, а мониторинг, осуществляемый с помощью ОКР, проводится в процессе набора.

Обратное комптоновское рассеяние

Метод был впервые применен на источнике синхротронного излучения BESSY-I (Берлин) [2]. На ВЭПП-4М метод был реализован в 2005 году, впервые для установок на встречных пучках, и с тех пор является рутинным инструментом для мониторинга энергии пучка [3].

Метод основан на том, что максимальная энергия рассеянного фотона однозначно связана с энергиями электрона и фотона до рассеяния:

$$\omega = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta \cos \theta + \frac{\omega_0}{E} (1 - \cos \Theta)}, \quad (1)$$

где ω , ω_0 – энергии фотона до и после рассеяния соответственно, E и $\beta = v/c$ – энергия и Лоренц-фактор электрона до рассеяния, α – угол между фотоном и электроном до рассеяния, θ – угол между импульсами начального электрона и рассеянного фотона, Θ – угол между импульсами начального и рассеянного фотонов (см. рис. 1).

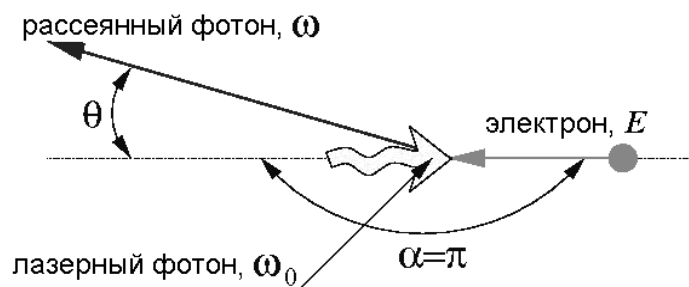


Рисунок 1. Кинематика комптоновского рассеяния.

Максимальная энергия рассеянного фотона ω_{\max} соответствует направлению начального импульса электрона ($\theta = 0$, $\Theta = \alpha$):

$$\omega_{\max} = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta + \frac{\omega_0}{E} (1 - \cos \alpha)}, \quad (2)$$

В случае $\alpha = \pi$ (лобовое столкновение) энергия рассеянного фотона ω_{\max} достигает максимально возможного значения:

$$\omega_{\max} = \frac{E^2}{E + \frac{m^2}{4\omega_0}}. \quad (3)$$

Энергетический спектр рассеянных фотонов показан на рис. 2. Сплошной линией показана зависимость сечения рассеяния от энергии фотона, кругами – зависимость угла рассеяния фотона θ в единицах θ_c ($\theta_c \sim 1/\gamma \equiv m/\varepsilon$) от энергии фотона. Для обоих графиков энергия начального фотона $\omega_0 = 0.12$ эВ, энергия электрона $E = 1777$ МэВ, угол взаимодействия $\alpha = \pi$.

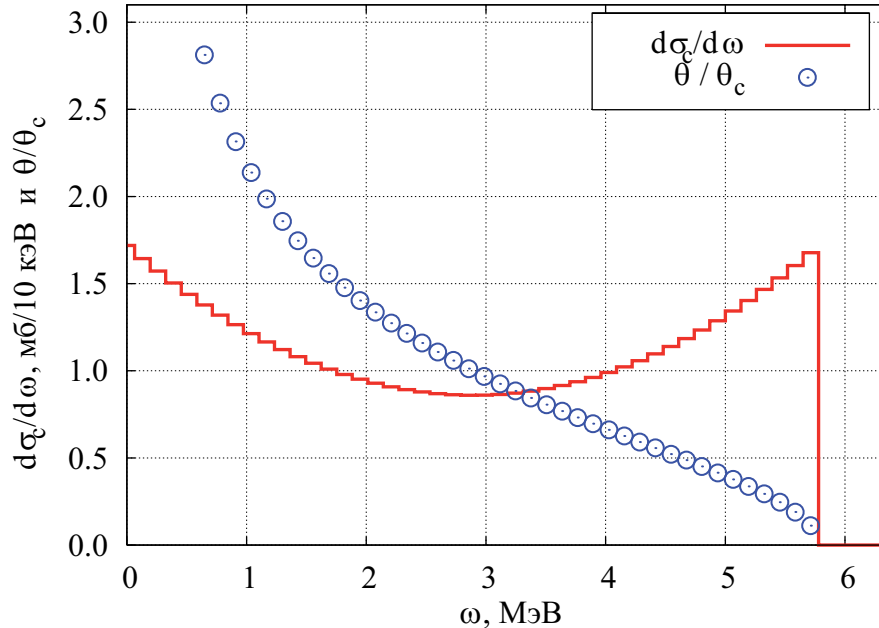


Рисунок 2. Энергетический спектр рассеянных фотонов (линия) и зависимость угла рассеяния от энергии фотона (круги).

Из рис. 2 видно, что фотоны с максимальной энергией ω_{\max} рассеиваются вдоль импульса начального электрона и образуют резкий край в энергетическом спектре: измеряя спектр, можно определить ω_{\max} . Очевидно, что для этого энергия начальных фотонов ω_0 должна быть постоянной и хорошо известной. Источником таких фотонов может быть лазер с достаточно узким спектром излучения. На практике имеет смысл рассматривать взаимодействие лазерного пучка с электронным пучком, подразумевая что величины E и ω_0 описывают средние значения энергий взаимодействующих электронов и фотонов. Таким образом, измеряя среднее значение ω_{\max} , можно определить среднюю энергию электрона в пучке:

$$E = \frac{\omega_{\max}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{m^2}{\omega_0 \omega_{\max}}} \right) \cong \frac{m}{2} \sqrt{\frac{\omega_{\max}}{\omega_0}}. \quad (4)$$

В качестве источника монохроматических фотонов на ВЭПП-4М используется CO₂ лазер COHERENT GEM Select 50. Генерация излучения происходит на переходе 10P20 с энергией фотонов $\omega_0 = 0.117065223$ эВ ($\lambda = 10.591$ мкм). Такая длина волны была выбрана, чтобы максимум энергии комптоновских γ -квантов находился в области 4÷7 МэВ, что соответствует диапазону измеряемой энергии пучка 0.5÷2 ГэВ. Ширина спектра лазерного излучения не превышает $\sigma_{\omega_0}/\omega_0 \leq 3.5 \cdot 10^{-6}$, среднюю энергию фотонов лазерного пучка можно считать постоянной с точностью $\Delta\omega_0/\omega_0 \leq 10^{-8}$. Мощность непрерывного излучения лазера составляет около 50 Вт (TEM₀₀). Излучение лазера с помощью системы линз и зеркал фокусируется и вводится через окно (ZnSe) в вакуумную камеру накопителя, где взаимодействует с электронным пучком под нулевым углом.

Для измерения спектра комптоновских γ -квантов используется детектор из особо чистого германия (HPGe). По сути HPGe детектор является большим германиевым диодом p-n или p-i-n типа, работающим в режиме с обратным смещением. При рабочей температуре (около 90°K) проводимость особо чистого германия достаточно мала, что позволяет использовать детектор при больших запирающих напряжениях (1.5÷3.5 кВ) и обеспечить высокую эффективность сбора заряда, освобождённого ионизирующим излучением в объёме детектора. Средняя энергия, необходимая для создания одной электрон-дырочной пары в германии равна 2.95 эВ (при T=90°K), что определяет его превосходные спектрометрические качества. На ВЭПП-4М используется HPGe детектор коаксиального типа с активным объёмом около 120 см³ и эффективностью полного поглощения около 5% для фотонов с энергиями 5–6 МэВ.

Для калибровки энергетической шкалы детектора используются гамма активные радиоизотопы, параметры некоторых приведены в таблице 1:

Таблица 1. Изотопы для калибровки шкалы HPGe детектора

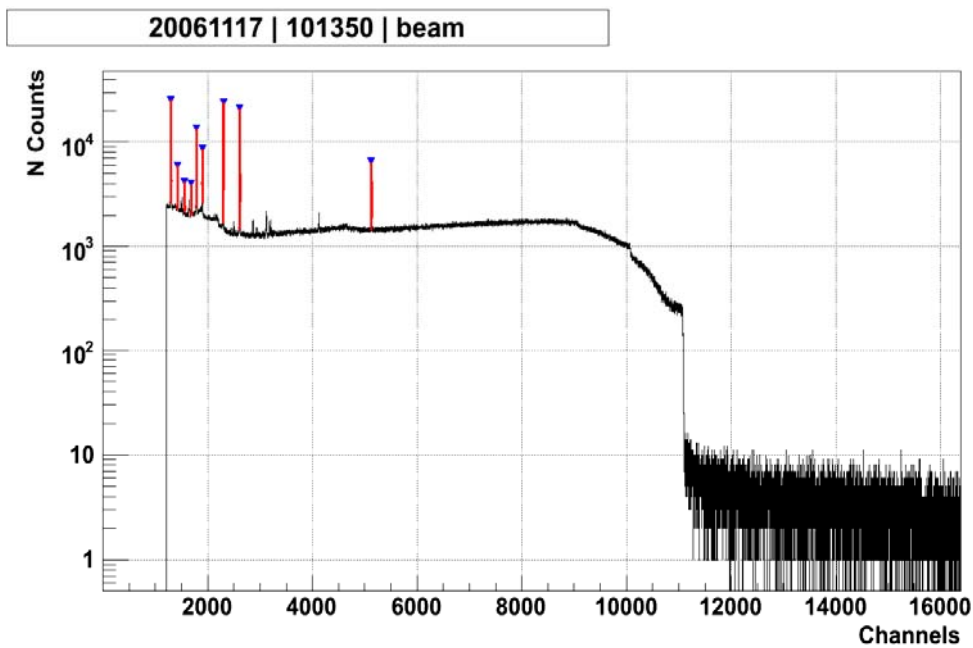
Источник	Время полураспада	E_γ , кэВ	$\pm \Delta E_\gamma$, эВ
²⁴ Na	14.96 часов	1368.625	5
		2754.008	11
⁶⁰ Co	5.2714 лет	1173.228	3
		1332.492	4
¹³⁷ Cs	30.07 лет	661.657	3
²²⁸ Th (продукты распада)	1.9131 год	583.187	2
		2614.511	10

Средняя скорость счета γ -квантов, излучаемых калибровочными изотопами – около 1 кГц. Скорость счета комптоновских γ -квантов зависит от условий набора и в среднем составляет 10 кГц. Для измерения энергии пучка с требуемой точностью необходима регистрация около 5 миллионов событий, на это требуется от 5 до 30 минут в зависимости от интенсивности потока γ -квантов. На рис. 3 показан энергетический спектр комптоновских γ -квантов, измеренный на коллайдере ВЭПП-4М.

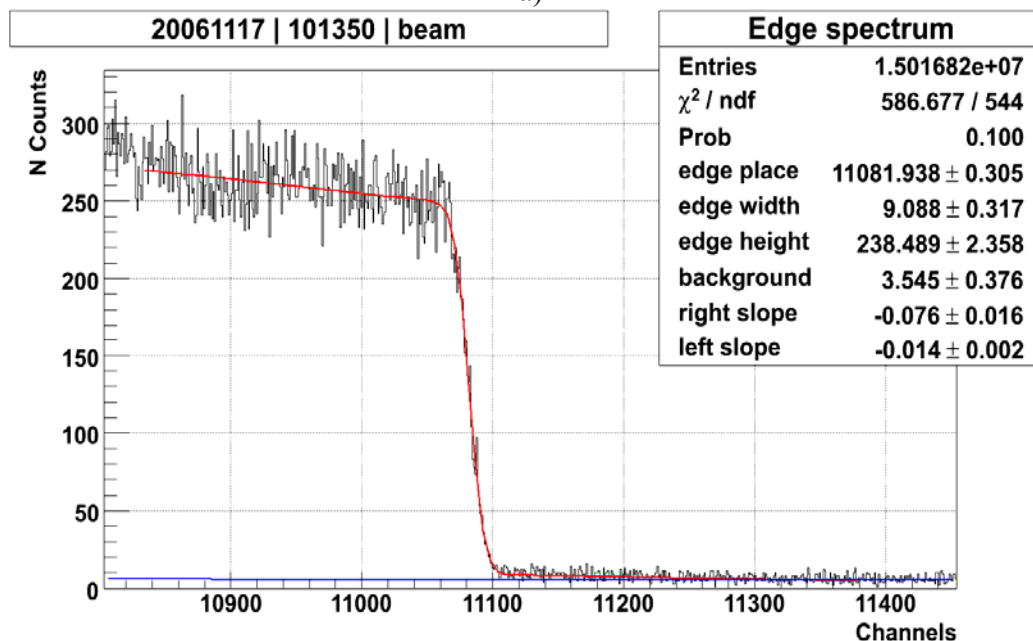
Край комптоновского спектра аппроксимируется функцией с шестью параметрами:

$$g(x, p_{0...5}) = \frac{1}{2} [p_4(x - p_0) + p_2] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0}{\sqrt{2} p_1} \right) - \frac{p_1 p_4}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x - p_0)^2}{2 p_1^2} \right] + p_5(x - p_0) + p_3. \quad (5)$$

Видимая ширина края спектра (рис. 3, б) обуславливается наличием энергетического разброса в электронном пучке и энергетическим разрешением HPGe детектора. Вклад последнего измеряется по калибровочной кривой, представленной на рис. 4. Таким образом, одновременно со средней энергией электронов в пучке измеряется и энергетический разброс частиц. При обработке спектра монохроматические линии калибровочных источников γ -квантов используются для абсолютной калибровки шкалы и определения энергетического разрешения HPGe детектора.



a)



б)

Рисунок 3. Спектр комптоновских γ -квантов (а) и его край в увеличенном масштабе (б).

На ВЭПП-4М основными источниками систематических ошибок данного метода измерения энергии пучка являются следующие эффекты:

- Необходимость экстраполяции энергетической шкалы от калибровочной линии с максимальной энергией (2.6–2.7 МэВ) до энергии комптоновского края (5–6 МэВ).
- Искажение формы линии полного поглощения HPGe детектора при больших интенсивностях пучка.
- Большая горизонтальная дисперсионная функция ($\psi_x = 89$ см) в области взаимодействия электронного пучка с лазерным излучением может смещать измеряемую энергию от средней энергии пучка.

Во время набора статистики на пороге рождения τ -лептона в 2005-2007 годах ($E = 1777 \pm 5$ МэВ) было сделано 153 одновременных калибровки энергии пучка методами

РД и ОКР. Измерения согласуются между собой с точностью около 50 кэВ или $\Delta E/E \sim 3 \cdot 10^{-5}$.

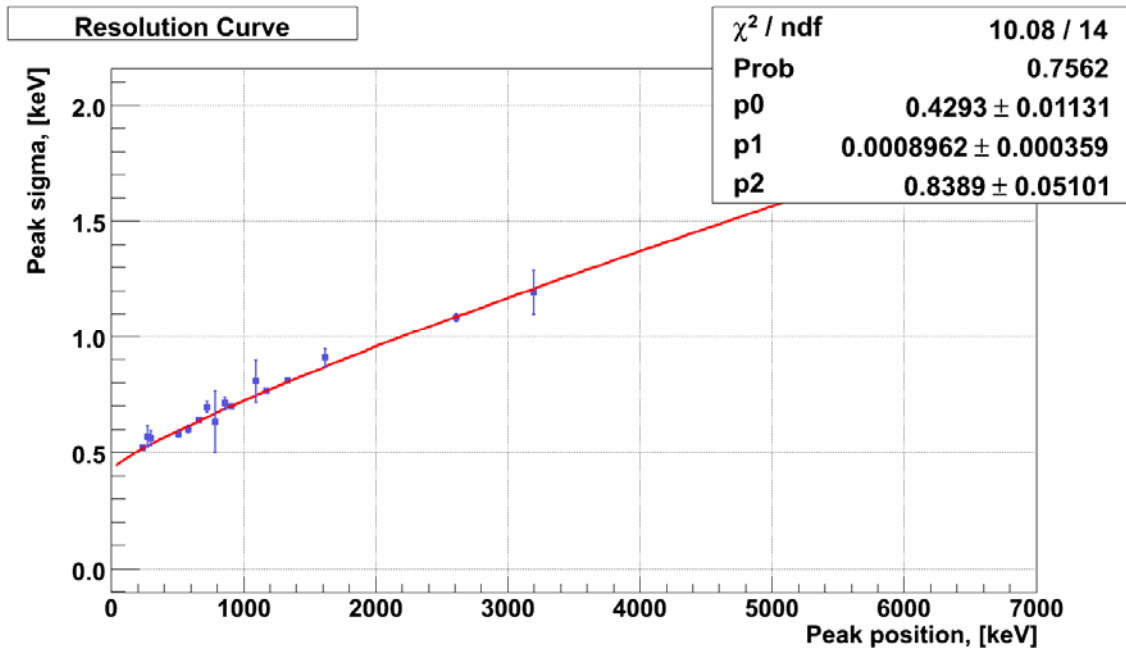


Рисунок 4. Зависимость энергетического разрешения HPGe детектора от энергии γ -квантов (точки) и фитирующая функция $R(x, p_{0..2}) = p_0 + p_1 \cdot x^{p_2}$ (линия)

На рис. 5 показана типичная зависимость энергии ускорителя от времени, вычисленная по параметрам ВЭПП-4М, на график также нанесены значения энергии, измеренные метами резонансной деполяризации и обратного комптоновского рассеяния. Видно, что после снижения энергии ведущее магнитное поле стабилизируется в течение 3 часов, это приводит к дрейфу энергии на величину порядка 0.1 МэВ. Дальнейший, более медленный, уход энергии связан с температурным дрейфом.

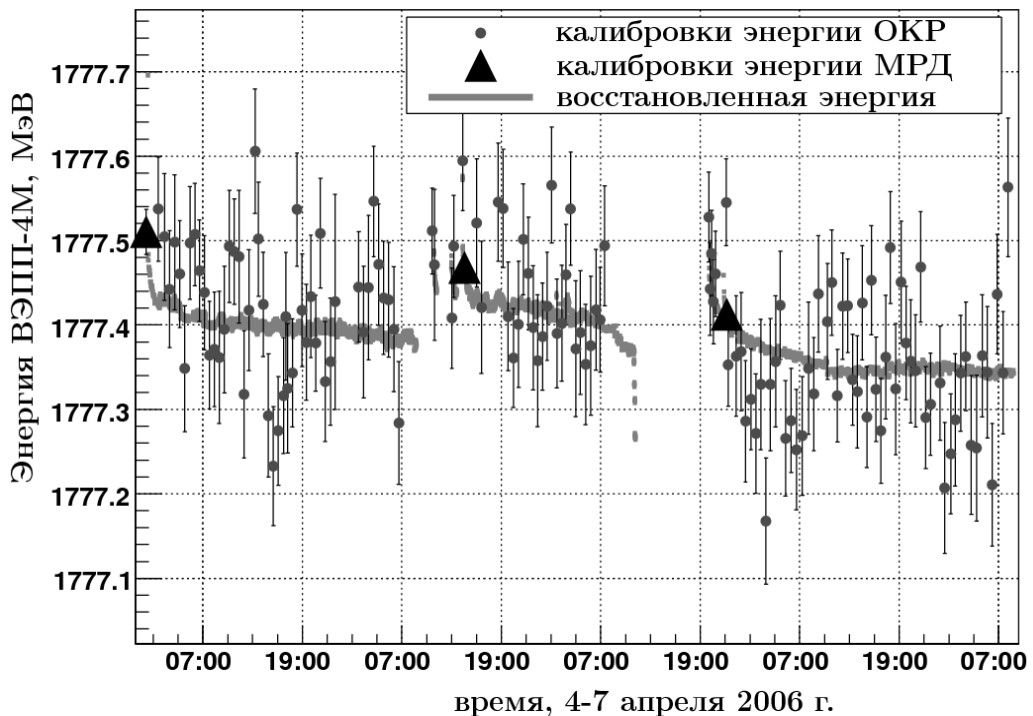


Рисунок 5. Измерение и интерполяция энергии пучка ВЭПП-4М.

Литература

1. О.В. Анчугов, В.Е. Блинов, А.В. Богомягков, А.А. Волков, А.Н. Журавлев, С.Е. Карнаев, В.А. Киселев, Е.Б. Левичев, О.И. Мешков, С.И. Мишнев, И.И. Морозов, Н.Ю. Мучной, С.А. Никитин, И.Б. Николаев, В.В. Петров, П.А. Пиминов, Е.А. Симонов, С.В. Синяткин, А.Н. Скринский, В.В. Смалюк, Ю.А. Тихонов, Г.М. Тумайкин, В.М. Цуканов, А.Г. Шамоу, Д.Н. Шатилов, Д.А. Шведов. Применение методов ускорительной физики в экспериментах по прецизионному измерению масс частиц на комплексе ВЭПП-4 с детектором КЕДР // Приборы и техника эксперимента, 2010, № 1, с. 20–33.
2. R. Klein et al. Measurement of the BESSY II Electron Beam Energy by Compton-backscattering of Laser Photons // NIM A 486 (2002) 545.
3. V.E. Blinov, V.V. Kaminsky, E.B. Levichev, N.Yu. Muchnoi, S.A. Nikitin, I.B. Nikolaev, A.G. Shamov, Yu.A. Tikhonov, V.N. Zhilich. Beam Energy and Energy Spread Measurement by Compton Backscattering of Laser Radiation at the VEPP-4M Collider // Beam Dynamics Newsletter No. 48 (2009) 195-207.