

14

АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 247

В.Н.Байер, В.А.Хозе

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ЭЛЕКТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

Новосибирск
1968

В.Н.Байер, В.А.Хозе

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

АННОТАЦИЯ

Обсуждаются различные эксперименты, в которых может быть определена поперечная поляризация электронов большой энергии в накопителях.

ON DETERMINATION OF TRANSVERSE POLARIZATION OF HIGH ENERGY ELECTRONS

V.N. BAIER, V.A. KHOZE

abstract

Different experiments are discussed in which transverse polarization of high energy electrons can be determined. 1) Scattering of circular polarized laser photons on electron beam. 2) Elastic electron scattering on polarized electron target. 3) Effects of internal scattering of transverse polarized electrons inside one beam. 4) Transformation of transverse polarization of electron into longitudinal one.

1. Как известно, излучение при длительном движении в магнитном поле может приводить к возникновению поперечной поляризации (п.п.) электронов (против поля) и позитронов (по полю) [1,2]. Характерное время поляризации τ есть

$$\frac{1}{\tau} = \frac{5\sqrt{3}}{8} m e^2 \left(\frac{H}{H_0} \right)^3 \gamma^2 \quad (1)$$

где $\gamma = E/m$, E — энергия электрона; $H_0 = \frac{m^2}{e} = 4,4 \cdot 10^{13}$ эрст.

Здесь и в дальнейшем $\hbar = c = 1$, например, для накопителя ВЭПГ-2 (Новосибирск) при энергии $E = 700$ Мэв, $\tau = 30$ мин. Это время сравнимо с временем работы накопителя, поэтому возникает вопрос об экспериментальном определении степени поляризации электронов. В данной работе обсуждаются различные способы определения степени п.п. электронов большой энергии.

2. Для определения степени п.п. могут быть использованы двухчастичные процессы на встречных пучках. Для электрон-электронных встречных пучков вклад членов, зависящих от степени п.п. в сечение упругого рассеяния составляет $\leq 10\%$ [3]. Значительно более благоприятными для определения степени поляризации начальных частиц являются реакции рождения пар частиц при аннигиляции электрон-позитронной пары: так, например, при рождении пары частиц со спином 0 для полностью п.п. (анти-параллельно) начальных частиц сечение $d\sigma = 2d\sigma_0$ ($d\sigma_0$ — сечение для неполяризованных начальных частиц), если вектор поляризации лежит в плоскости рассеяния, и $d\sigma = 0$ если плоскость рассеяния перпендикулярна вектору поляризации. При тех же условиях в случае рождения пары мюонов, когда

$E \gg m_\mu$, $d\sigma = 0$, если конечная частица движется вдоль направления вектора поляризации и $d\sigma = 2d\sigma_0$, если импульс конечной частицы ортогонален направлению вектора поляризации и импульсу начальной частицы [4]. Однако, следует иметь в виду, что вопрос о сохранении поляризации частиц при взаимодействии пучков остается открытым. Поэтому желательно иметь независимый способ определения степени п.п. каждого из пучков, тем более, что накопители могут быть использованы не только для экспериментов на встречных пучках. Ниже мы рассмотрим способы определения степени п.п. пучка электронов в накопителе.

3. При комптоновском рассеянии циркулярно поляризованных фотонов на п.п. электронах большой энергии в сечении про-

цесса возникают члены, зависящие от вектора поляризации электрона. При лобовом столкновении лазерных фотонов (с энергией ω_1) с электронами большой энергии конечные фотоны вылетают в основном в узкий конус с углом $\sim 1/\gamma$ относительно направления начального электрона (ср [5]) и имеют энергию

$$\omega_2 = \frac{2E\lambda}{1+n^2+2\lambda} \quad (2)$$

где $\lambda = \frac{2\omega_1 E}{m^2}$, угол вылета фотона $\vartheta = \eta/\gamma \ll 1$. Сечение процесса в низшем по e^2 порядке имеет вид (ср [6]):

$$d\sigma = d\sigma_0 + d\sigma_1 \xi_2 |\vec{\xi}_1| \sin \varphi \quad (3)$$

где $d\sigma_0$ - сечение для неполяризованных частиц, ξ_2 - степень циркулярной поляризации фотонов, $|\vec{\xi}_1|$ - степень п.л. электронов, φ - угол между плоскостью, перпендикулярной вектору $\vec{\xi}_1$, и плоскостью рассеяния. Заметим, что входящий в (3) корреляционный член вида $\xi_2 (\vec{\xi}_1 \vec{k}_2)$ является единственно возможным из соображений P и T инвариантности. Коэффициент азимутальной асимметрии

$$P = \frac{d\sigma_1}{d\sigma_0} = - \frac{2\lambda n (1+n^2)}{2\lambda^2 (1+n^2) + (1+n^2+2\lambda)(1+n^4)} \quad (4)$$

P достигает экстремума $P_{ex} \sim -1/3$ при $\lambda \approx 1, n \approx 1$. Для существующих в настоящее время накопителей и лазеров $\lambda \ll 1$, тогда

$$d\sigma_0 = \frac{4z_0^2 (1+n^4) n dnd\varphi}{(1+n^2)^4}; \quad d\sigma_1 = - \frac{8z_0^2 \lambda n^2 dnd\varphi}{(1+n^2)^4} \quad (5)$$

Максимальное значение коэффициента асимметрии P_{max} достигается при $n=0,76$ и равно $P_{max} = -1,14 \lambda$. Коэффициент асимметрии для проинтегрированных по углу рассеяния сечений

$0 \leq \vartheta \leq \vartheta_0 = n_0/\gamma$ составляет для $n_0=2, P_0 = -0,8 \lambda$ и для $n_0 \gg 1, P_0 = -0,6 \lambda$.

Поэтому следует использовать максимально коротковолновые источники фотонов. Эффект асимметрии в формуле (3) максимален

при $\varphi = \pm \pi/2$, т.е. когда вектор $\vec{\xi}_1$ лежит в плоскости рассеяния, так что при $\xi_2 (\vec{k}_2 \vec{\xi}_1) < 0$ сечение максимально и при $\xi_2 (\vec{k}_2 \vec{\xi}_1) > 0$ сечение минимально.

Если использовать криптоновый лазер (энергия фотона $\omega_1 = 3,5$ эв [7] в качестве источника фотонов, то $\lambda \approx 0,09$ для $E=3,5$ Гэв так что полная асимметрия "вверх-вниз" при $n_0=2$ достигает $\sim 14\%$. При мощности лазера 1 Вт, числе электронов в накопителе $N_e = 10^{11}$, площади сечения пучка $S = 10^{-2}$ см² и $\Delta\varphi \sim 0,1$ число конечных фотонов составляет $\sim 10^4$ сек⁻¹.

4. Азимутальная асимметрия имеется также в сечении рассеяния п.п. быстрых электронов на поляризованной электронной мишени [3]:

$$d\sigma = d\sigma_0 + d\sigma_1 |\vec{\xi}_1| |\vec{\xi}_2| \cos(2\varphi + \varphi_1) \quad (6)$$

$$d\sigma_1 = \frac{z_0^2}{2\gamma} d\Omega_c$$

где $d\sigma_0$ - меллеровское сечение, $|\vec{\xi}_2|$ - степень поляризации электронов мишени, угол φ определен, как в (3). Вектор $\vec{\xi}_2$ выбран в плоскости, перпендикулярной вектору импульса начального электрона (тогда асимметрия максимальна), φ_1 - угол между векторами $\vec{\xi}_1$ и $\vec{\xi}_2$; $d\Omega_c$ - элемент телесного угла в с.д.и. Наибольшая асимметрия имеет место при

$2\varphi + \varphi_1 = 0$ или π . Например, при $\vec{\xi}_1 \parallel \vec{\xi}_2$ ($\varphi_1 = 0$) это соответствует $\varphi = 0$ (плоскость рассеяния перпендикулярна вектору $\vec{\xi}_1$) и $\varphi = \pi/2$ (вектор $\vec{\xi}_1$ лежит в плоскости рассеяния). Коэффициент асимметрии $P = d\sigma_1/d\sigma_0$ максимален при

угле рассеяния $\vartheta = \sqrt{2/\gamma}$ (что соответствует углу рассеяния в с.д.и. $\vartheta_c = \pi/2$) и равен $P_{max} = 0,11$. Для проинтегрированных по углу рассеяния сечений

$\sqrt{2/\gamma} \operatorname{tg} \vartheta_c/2 \leq \vartheta \leq \sqrt{2/\gamma} \operatorname{ctg} \vartheta_c/2$ коэффициент асимметрии

$$P_0 = \frac{\sin^2 \vartheta_c}{8 + \sin^2 \vartheta_c} \quad (7)$$

Для $\vartheta_c = 75^\circ$, $P_0 = 0,1$. Малость коэффициента асимметрии не позволяет использовать в качестве мишени намагниченный ферромагнетик, где $|\vec{\sigma}_p| < 0,09$, так, что полная асимметрия "вверх-вниз" $< 2\%$. По-видимому, целесообразно использовать в качестве мишени атомные пучки, где поляризация электронов может быть доведена до $|\vec{\sigma}_p| \sim 1$ и полная асимметрия при $\vartheta_c = 75^\circ$ достигает 20%. Для известных плотностей поляризованных атомных пучков ($n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$) при $E = 700 \text{ МэВ}$, $N_e \sim 10^{11}$, размере области взаимодействия $\sim 1 \text{ см}$, $\vartheta_c = 75^\circ$, $\Delta\varphi \sim 0,1$ число рассеянных электронов $\lesssim 10$ сек.

5. Степень п.п. электронов может быть определена также по эффектам внутреннего рассеяния (ЭВР) внутри пучков поляризованных электронов, этот вопрос детально рассмотрен в статье авторов [8]. Вклад членов, зависящих от поляризации во время жизни относительно ЭВР для установки ВЭПП-2 составляет около 6%. Указанные методы являются с нашей точки зрения наиболее перспективными для определения п.п. электронов большой энергии в накопителе. Следует отметить, что относительный вклад членов, зависящих от поляризации электронов, для комптоновского рассеяния лазерных фотонов растет с энергией (так, что метод удобен при энергии в несколько ГэВ); для ЭВР — падает с энергией (так что метод удобен при энергии в несколько сот МэВ); и для рассеяния на электронной мишени не зависит от энергии (т.е. этот метод применим для любой энергии при достаточности числа событий).

6. Обсудим другие методы определения п.п. электронов большой энергии:

- а) сечение рассеяния п.п. электронов на поляризованной ядерной мишени с точностью до членов $\sim 1/\gamma$ не зависит от поляризации электрона, что является следствием сохранения спиральности (см. напр. [9]).
- б) Степень циркулярной поляризации тормозного кванта при рассеянии электронов в кулоновском поле зависит от поляризации электронов. Для проинтегрированного по углам вылета конечного электрона сечения степень циркулярной поляризации кванта для п.п. начальных быстрых электронов при оптимальных условиях не превышает 10% [10]. Кроме того, необходимое в этом методе измерение поляризации кванта представляет само по себе достаточно сложную задачу.

Просуммированное по поляризациям конечных частиц сечение тормозного излучения с учетом всех кулоновских поправок с точностью до членов $\sim 1/\gamma$ имеет такую же структуру, как борновское сечение и, следовательно, не зависит от поляризации электрона [10].

- в) Квантовые поправки к интенсивности синхротронного излучения, зависящие от поляризации электрона, имеют порядок $\chi = \frac{h}{h_0} \gamma$ и весьма малы. Таким образом, перечисленные в этом разделе способы являются мало пригодными для определения п.п. электронов.

7. Для определения п.п. электронов перспективным является также метод с преобразованием поперечной поляризации в продольную. Этого можно достигнуть, при условии вывода пучка поляризованных электронов из накопителя, например, за счёт прецессии спина электрона вследствие наличия аномального магнитного момента в магнитном поле, перпендикулярном вектору спина и импульсу. Измерение полученной продольной поляризации может быть легко проведено, например, в опытах по рассеянию на поляризованной электронной мишени (вклад членов, зависящих от поляризации ~ 1) или в опытах по рассеянию на поляризованной протонной мишени.

Авторы благодарны С.Г. Попову, А.Н. Скринскому, Г.М. Тумайкину за обсуждение.

Л и т е р а т у р а

1. А.А.Соколов, И.М.Тернов. ДАН СССР 153, 1052.
2. В.Н.Байер, В.М.Катков, ЖЭТФ 52, 1422, 1967.
3. А.А.Креснин, Л.Н.Розенцвейг. ЖЭТФ 32, 353, (1957).
4. В.Н.Байер, В.С.Фадин. ДАН СССР 161, 74, 1965.
5. Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян. УФН 83, 3, 1964.
6. Х.А.Тольхук. УФН 63, 761, 1957.
7. R. Raananen. Appl. Phys. Lett. 9, 34, 1966.
8. В.Н.Байер, В.А.Хозе. Атомная энергия 25, № 3, 1968.
9. В.А.Хозе. Ядерная физика 7, 1994, 1968.
10. H. Olsen, L. Maximon. Phys. Rev. 114, 887, 1959.

Ответственный за выпуск В.М.Катков

Подписано к печати 3.1X-1968 г.

Усл. 0,4 печ.л., тираж 250 экз.

Заказ № 247, бесплатно.

Отпечатано на ротаприте в ИЯФ СО АН СССР. вг.