

29

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

А.Е.Бондарь, Е.Л.Салдин

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ  
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИЗ-  
МЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ  
В НАКОПИТЕЛЯХ

ПРЕПРИНТ 81-41



## А Н Н О Т А Ц И Я

Обсуждается возможность измерения поперечной поляризации электронов в накопителе по спиновой зависимости интенсивности синхротронного излучения. В качестве детектора предлагается использовать черенковский счетчик. Приводятся численные оценки для энергии электронов 5 ГэВ и 70 ГэВ.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКОПИТЕЛЯХ

А.Е.Бондарь, Е.Л.Садкин

§ I. Введение

В работе [1] был предложен метод измерения поперечной поляризации электронов в накопителе при помощи синхротронного излучения (СИ). Суть метода заключается в измерении спиновой поправки к интенсивности СИ.

Эта поправка по порядку величины равна отношению энергии регистрируемых фотонов СИ к энергии электронов:

$$\delta \approx \pm \frac{\hbar\omega}{E} \quad (1)$$

знак  $\delta$  определяется знаком проекции магнитного поля на спин электрона на участке орбиты с которого наблюдается СИ.

Из выражения (1) следует, что наблюдение  $\delta$  выгоднее проводить на жестком конце спектра СИ. Как известно, спектр СИ является универсальной функцией отношения  $y = \omega/\omega_k$ , где  $\omega_k$  - критическая частота СИ ( $\omega_k \sim HE^2$ ). Если  $y \approx 10$ , то поток фотонов еще велик ( $10^{10}$ - $10^{11}$  сек<sup>-1</sup>) для того, чтобы иметь достаточную статистику.

При фиксированном значении  $y$  величина  $\delta$  линейно растет с энергией электрона и в диапазоне  $E = 10$ - $100$  ГэВ составляет по порядку величины при  $H = 10$  кГс:

$$\delta \approx 10^{-4} - 10^{-3}$$

Большое количество фотонов СИ дает возможность измерять поляризацию за времена порядка нескольких секунд. Тот факт, что знак эффекта зависит от знака проекции магнитного поля на спин электрона, делает возможным измерение поляризации пучка электронов без ее разрушения.

Целью настоящей работы является обсуждение вопросов связанных с практической реализацией метода в области энергий накопителей  $10$ - $100$  ГэВ. При измерении поляризации электронов возникает проблема выделения жесткой компоненты СИ так как энергия "полезных" фотонов находится в диапазоне  $0.5$ - $50$  МэВ. В данной работе в качестве порогового детектора предлагается использовать черенковский счетчик. На конкретную область энергий

перог детектора настраивается подбором коэффициента преломления радиатора.

## § 2. Спиновая зависимость СИ

Приведем выражения для полной (т.е. проинтегрированной по углам и длинам волн) интенсивности излучения поперечно поляризованных электронов с энергией  $E = m\gamma$ , которые движутся в поперечном магнитном поле  $H$  по окружности радиуса  $R$ .

Для интенсивности излучения (без переверота спина) линейно поляризованного в плоскости орбиты согласно [2] имеем:

где  $W_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2 \gamma^4}{R^2}$ ,  $\chi = \frac{3}{2} \frac{\hbar \gamma^2}{mR}$  - параметр малости по которому ведется разложение,  $\eta$  - характеризует направление поляризации электрона (например  $\eta = 1$ , когда спин направлен по полю).

Интенсивность излучения поляризованного перпендикулярно плоскости орбиты имеет вид ([2]):

$$W_{\perp} = W_0 \left[ \frac{1}{8} - \frac{5\sqrt{3}}{24} \chi + \dots \right].$$

Из этих выражений видно, что полная интенсивность излучения  $W = W_{\parallel} + W_{\perp}$  зависит от ориентации спина электрона уже в линейном по  $\chi$  приближении так как содержит слагаемое  $W_0 \chi \eta$ .

Рассмотрим теперь зависимость спектральной плотности излучения поперечно поляризованных электронов от энергии фотонов. Согласно [2]:

где  $F_0(y)$  - характеризует спектральный состав  $\sigma$ -компоненты излучения ( $y = \lambda_c / \lambda$ ,  $\lambda_c = 4\pi R / 3\gamma^3$  - критическая длина волны).

$$F_0(y) = \left(1 + \frac{1}{2} \chi y\right)^2 \left[ \int_y^{\infty} K_{5/3}(x) dx + K_{2/3}(y) \right] + \frac{1}{2} \chi^2 y^2 \int_y^{\infty} K_{1/3}(x) dx - \eta (2 + \chi y) \chi y K_{1/3}(y).$$

Для  $y \gg 1$  асимптотически имеем:

1) Следует отметить, что этот член имеет классический аналог. Как функция спина  $\vec{s} = \frac{\hbar}{2} \vec{\zeta}$  он не содержит постоянной Планка и поэтому может быть получен в классической теории излучения для частицы обладающей зарядом, магнитным моментом и спином.

$$\int_y^{\infty} K_{5/3}(x) dx \approx K_{2/3}(y) \approx K_{1/3}(y) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2y}} e^{-y}.$$

Поэтому отношение члена первого порядка по  $\chi$ , зависящего от  $\eta$ , к члену нулевого порядка по  $\chi$  равно просто  $\eta \chi y$ . Соответственно, для поляризованного и неполяризованного пучков электронов в накопителе отношение интенсивностей в жесткой части спектра должно отличаться на  $\pm \zeta \chi y$ , где  $\zeta$  - степень поляризации пучка.

## § 2. Измерение поляризации на накопителе ВЭПП-4

На накопителе ВЭПП-4 предлагается измерять интенсивность СИ из одноперiodной компенсированной змейки с полем центрального магнита 22 кГс и длиной поляса 20 см. При изменении знака магнитного поля изменение интенсивности равно:

$$I_+ / I_- \approx (1 + 2 \zeta \chi y).$$

Фон от слабых полей накопителя и компенсирующих магнитов змейки пренебрежимо мал, так как измерения ведутся в жесткой части спектра СИ из центрального магнита, поле в котором в несколько раз больше.

Для измерения скачка интенсивности предлагается использовать черенковский счетчик с радиатором, коэффициент преломления которого  $n = 1,475$ . Радиатором черенковского счетчика может быть 50% раствор сахара. Черенковский свет излучают электроны с кинетической энергией  $T > T_n = 184$  КэВ. Фотон с энергией  $\hbar\omega$  может дать комптоновский электрон с максимальной энергией

$$T = 2 \frac{\hbar^2 \omega^2}{m} / \left(1 + 2 \frac{\hbar \omega}{m}\right),$$

поэтому в счетчике регистрируются только  $\gamma$ -кванты с энергией  $\hbar\omega$  больше 328 КэВ.

Фотоны с энергией меньше пороговой, поглощаясь в радиаторе, могут приводить к сцинтилляциям. Для подавления этого эффекта предполагается использовать фильтр (РВ 1 см), который обрезаает мягкую часть спектра СИ. Результаты расчета выхода черенковского света и сцинтилляций в таблице I и на рис. I.

Так как эффект мал ( $\approx 2 \cdot 10^{-4}$ ), требуется высокая точность и временная стабильность измерения величины  $I_+ / I_-$ . Поэтому наиболее надежным методом представляется относительное

измерение интенсивности СИ двух сгустков электронов (одного поляризованного, а другого неполяризованного) одновременно циркулирующих в накопителе. Тогда относительное изменение интенсивности излучения сгустков при изменении знака поля в змейке и будет искомым эффектом. При проведении измерений желательно чтобы токи в сгустках были равными. Опыт работы на накопителе ВЭП-4 показывает, что сравнительно просто (с помощью регулируемого удара по одному из сгустков) выравнивать токи с точностью лучше чем  $10^{-3}$ .

Конкретная схема измерения приведена на рис.2. Измерение интенсивности черенковского света фотоумножителем производится в счетном режиме. Построим зависимость вероятности срабатывания дискриминатора, при прохождении сгустка через змейку, от величины пороговой амплитуды (см. рис.3). Максимальная крутизна наклона этой кривой определяется шириной амплитудного распределения сигналов с ФЭУ (т.е. количеством черенковских фотонов собираемых на фотокатод). При токе в пучке 1 Ма, коэффициенте светосбора в черенковском счетчике 0,2 и квантовой чувствительности ФЭУ порядка 0,1, число фотоэлектронов за одно прохождение сгустка составляет порядка 500. Таким образом ширина амплитудного распределения сигналов с ФЭУ будет составлять  $\Delta \approx 4 \cdot 10^{-2}$ . Чтобы чувствительность метода была максимальной, вероятность срабатывания дискриминатора за одно прохождение сгустка должна быть порядка 0,5. Тогда отношение скоростей счета от первого и второго сгустков и будет характеризовать относительное изменение интенсивности СИ двух сгустков. В такой схеме измерения компенсируются все медленные нестабильности измерительного тракта, параметров пучков и магнитных полей змейки.

Оценим теперь время измерения. Имеем:

$$\delta = (I_+/I_- - 1) \approx \Delta \left( \frac{N_1^+ N_2^-}{N_2^+ N_1^-} - 1 \right),$$

где  $N_1^\pm$  и  $N_2^\pm$  - количество срабатываний дискриминатора в совпадении с фазой 1-го и 2-го сгустков за время  $t$ . Индекс ( $\pm$ ) обозначает направление поля в змейке. Статистическая ошибка в отношении  $N_1/N_2$  порядка  $(N_1)^{-1/2}$  ( $N_1 \approx N_2 \approx f_0 t/2$ ), где  $f_0$  - частота обращения). Если потребовать, чтобы величина наблюдаемого скачка была равна примерно трем статистическим ошибкам, то время измерения будет равно:

$$t \approx \frac{36 \Delta^2}{f_0 \delta^2}.$$

Для  $f_0 \approx 10^6$ ,  $\delta \approx 2 \cdot 10^{-4}$ ,  $\Delta \approx 4 \cdot 10^{-2}$  имеем  $t \approx 1$  сек. Как видно из приведенного выражения время измерения зависит от количества света в счетчике, частоты обращения и величины эффекта.

В эксперименте предполагается использовать естественную радиационную поляризацию частиц в накопителе ВЭП-4. На энергии 5,5 ГэВ время поляризации составляет порядка 0,5 часа. Перед началом измерения один из сгустков деполаризуется специальным селективным деполаризатором. Ввиду малости частоты обращения частиц в накопителе, создание такого деполаризатора не представляет технических трудностей.

В заключение обсудим возможности использования предлагаемого метода при высоких энергиях. Так, например, для энергии электронов 70 ГэВ (проект LEP [3]) при  $\gamma \approx 10$  величина спиновой поправки  $\delta \approx 10^{-3}$  для поля в змейке 10 кгс. При этом необходимо измерять интенсивность СИ в области энергий  $\gamma$ -квантов больше 30 МэВ. В качестве детектора можно использовать газовый черенковский счетчик (этилен  $(C_2H_4)$ ). В отличие от низких энергий проблема подавления сцинтилляций радиатора требует специального рассмотрения. Так как при таких энергиях  $\gamma$ -квантов использование фильтров является невозможным, то предлагается предварительно конвертировать  $\gamma$ -кванты на мишени и отделять "жесткие" электроны при помощи магнитного спектрометра. Величина потока электронов измеряется газовым черенковским счетчиком с фокусирующей оптической системой (см. рис.4). Порог по энергии  $\gamma$ -квантов задается магнитным спектрометром. Чтобы не терять в черенковском свете, порог счетчика можно выбрать порядка 13 МэВ ( $C_2H_4$  при давлении 1 атм).

В предлагаемой схеме мягкие  $\gamma$ -кванты и электроны попадают в черенковский детектор только в результате многократных отражений от элементов конструкции. Это обстоятельство, а также малый уровень сцинтилляций этилена, позволяют исключить фон низкоэнергетичных  $\gamma$ -квантов.

Время измерения для такого детектора при энергии накопителя 70 ГэВ, токе в каждом сгустке 0,2 ма, поле в змейке 10 кгс, длине полюса магнита 10 см и частоте обращения  $10^4 \text{ сек}^{-1}$  получается порядка 1 сек. Толщина вольфрамового конвертора в

расчетах бралась  $\approx 0.14 \text{ г/см}^2$ ,  $\Delta E/E$  спектрометра  $\sim 0.2$ .  
Количество электронов попадающих в счетчик за одно прохождение пучка через змейку получается порядка  $10^8$ . При этом число черенковских фотонов в диапазоне длин волн  $3500+5000 \text{ \AA}$  соответственно равно  $3.5 \cdot 10^4$ .

Так как величина эффекта больше чем на ВЭШ-4, то меня быстро знак поля в змейке, возможно удастся измерять поляризацию и с одним ступнем в наконечнике.

Нам приятно поблагодарить С.А.Никитина и В.С.Панина за полезные обсуждения. Мы благодарны Г.Н.Кулипанову, А.Н.Скринскому и Г.М.Тумайкину за стимулирующий интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а :

1. В.Н.Корчуганов, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, Е.Л.Салдин, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ 77-83.
2. Н.М.Тернов и др. ВЭФ, I, 374, 1964.
3. Design study of a 22 to 130 GeV  $e^+e^-$  colliding beam machine (LEP)  
CERN/ISR - LEP/79-33.

Подписи к рисункам:

Рис.1. Выход черенковского света из радиатора с  $n = 1.475$  за один оборот пучка в накопителе.

1. Спектр СИ.
2. Спектр СИ после фильтра (1 см Pb).
3. Выход черенковского света.
4. Число спонтанных фотонов в радиаторе (50% раствор сахара).

Рис.2. а) Амплитудное распределение сигнала с ФЭУ.

- б) Зависимость вероятности срабатывания от порога дискриминатора.

Рис.3. 1. Центральный магнит змейки ( $H = 22$  кГс).

2. Компенсирующие магниты змейки.
3. Черенковский счетчик.
4. ФЭУ.
5. Пороговый дискриминатор.
6. Схема совпадений.
7. Пересчетки.
8. Схема стабилизации коэффициента усиления ФЭУ.
9. Высоковольтное питание ФЭУ.
10. Сигнал синхронизации с моментом прохождения 1-го (2-го) ступки через змейку.

Рис.4. 1. Пучок СИ.

2. Магнитный спектрометр.
3. Газовый черенковский счетчик.
4. ФЭУ.
5. Приемник СИ.

Таб. 1

$J$ (mA)	1
$E$ (GeV)	5.5
$H$ (kG)	22
$\omega_c$ (keV)	44.3
$n$	1.475
$N_c$	$2.5 \cdot 10^4$
$N_{ph.e.}$	$\sim 10^3$
$\chi$	$8 \cdot 10^{-6}$
$\delta$	$1.6 \cdot 10^{-4}$

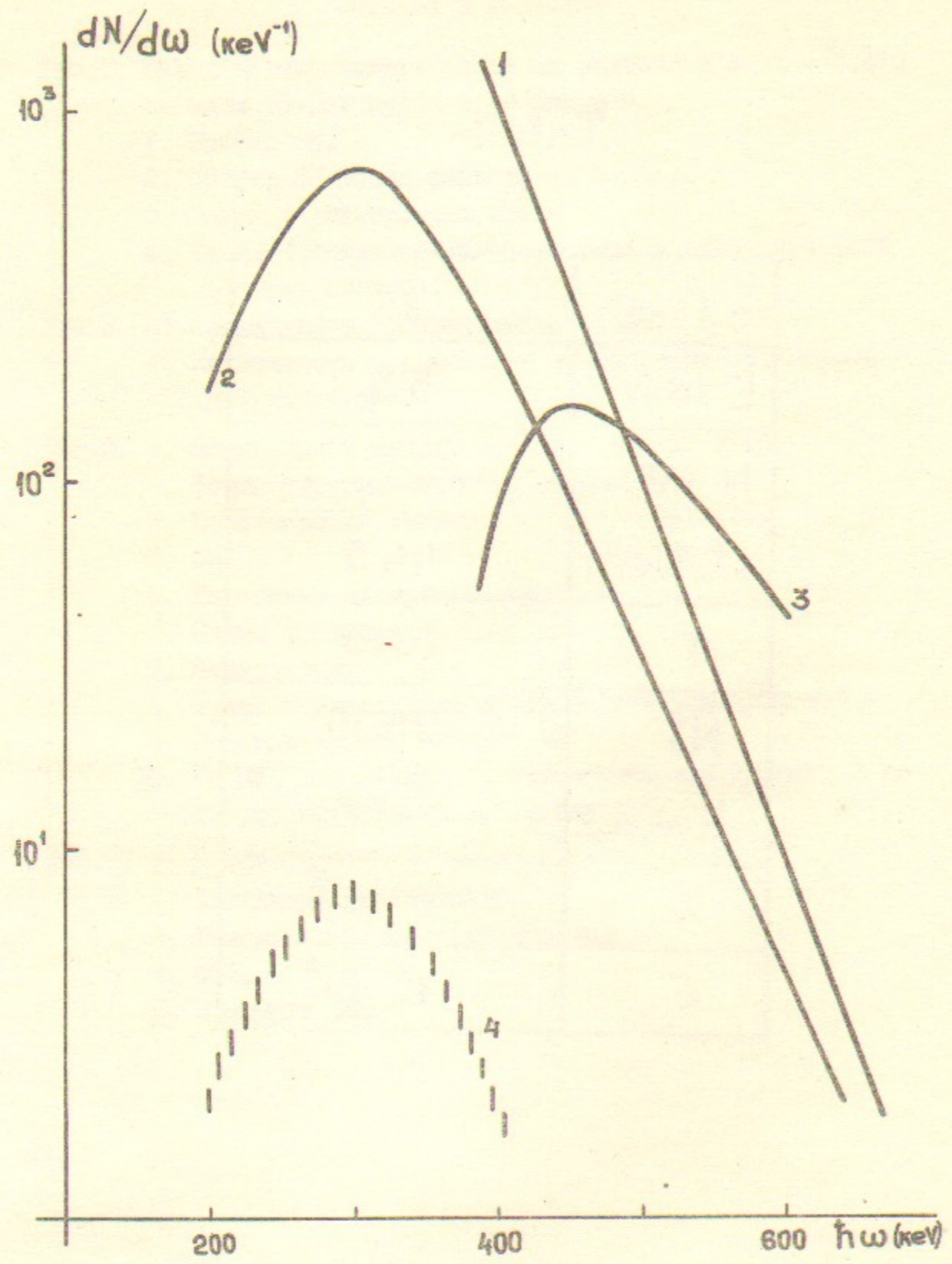


Fig 1

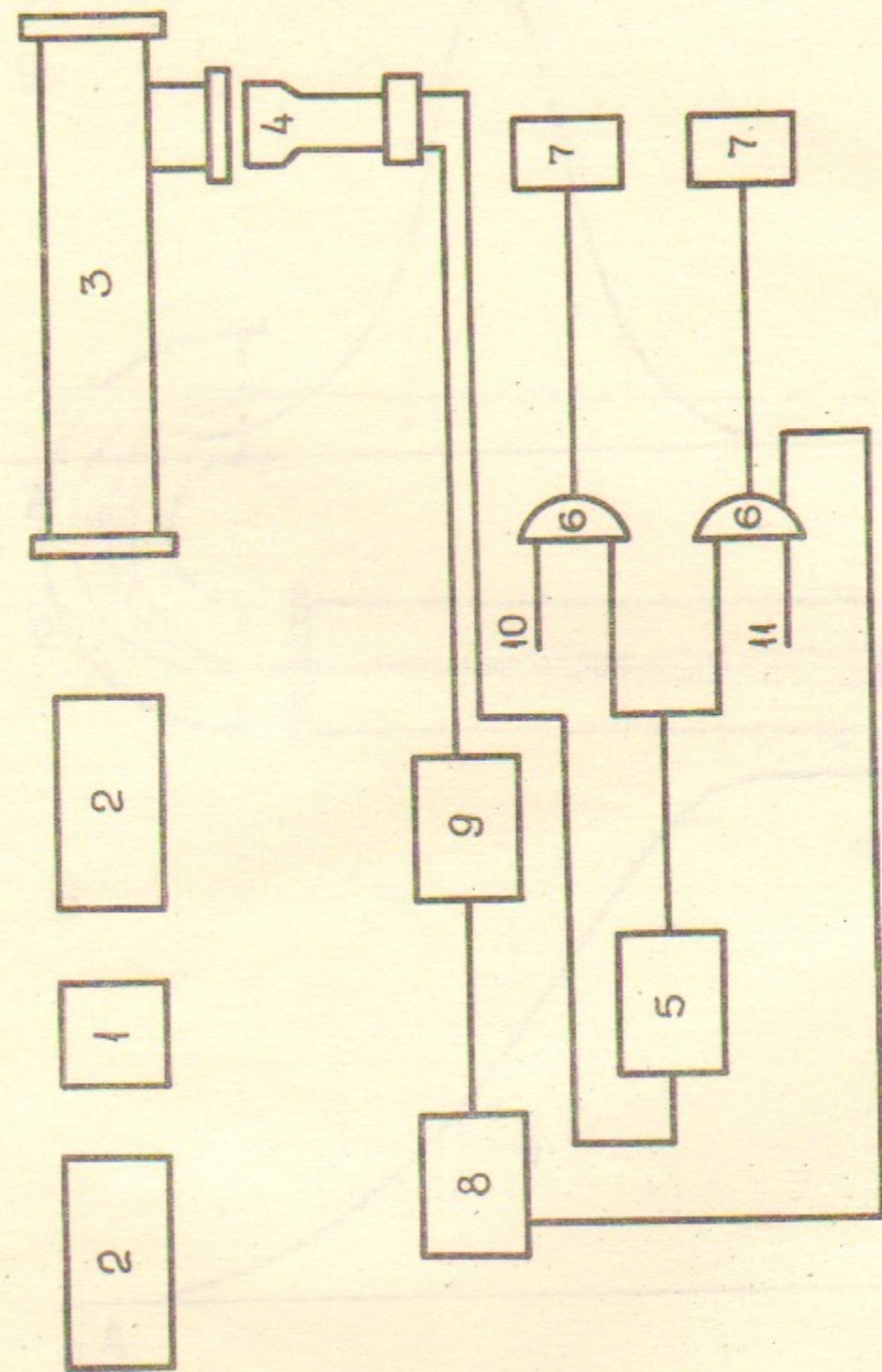


Fig 2



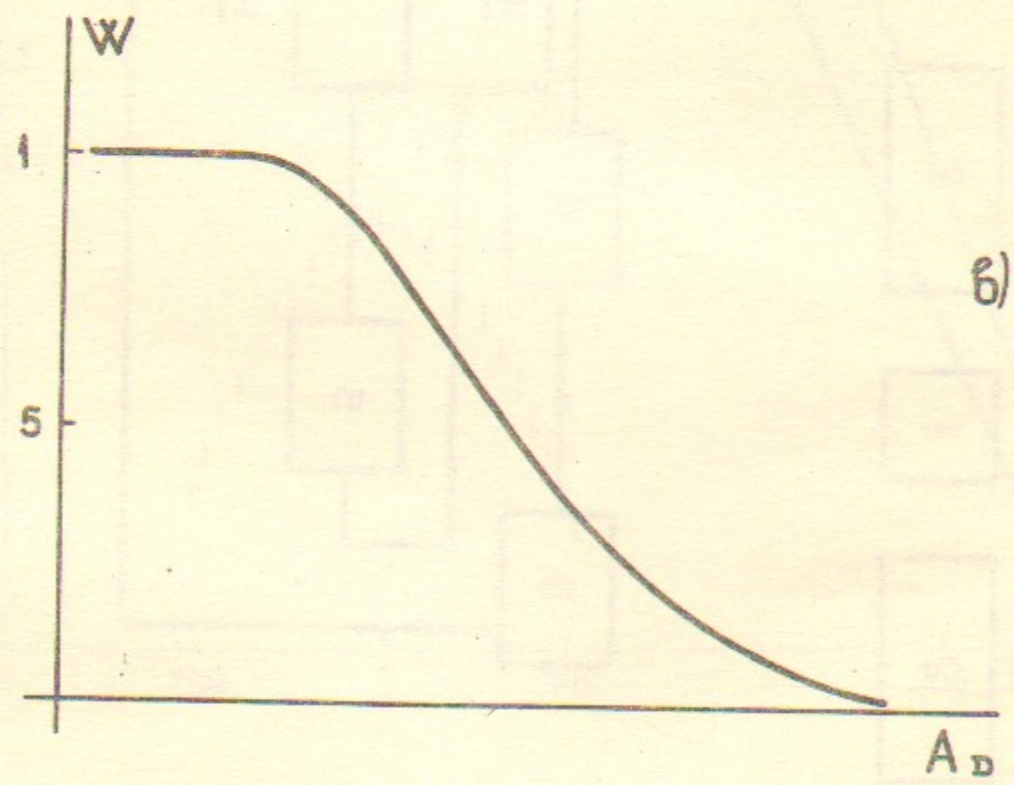
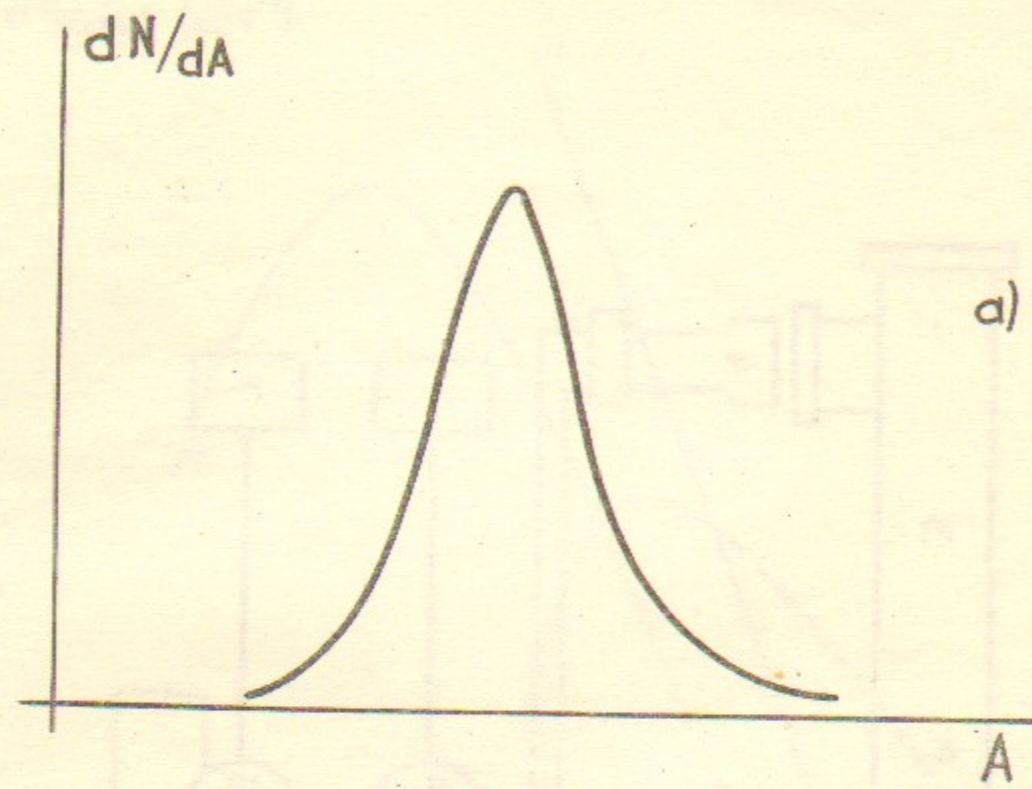


Fig. 3

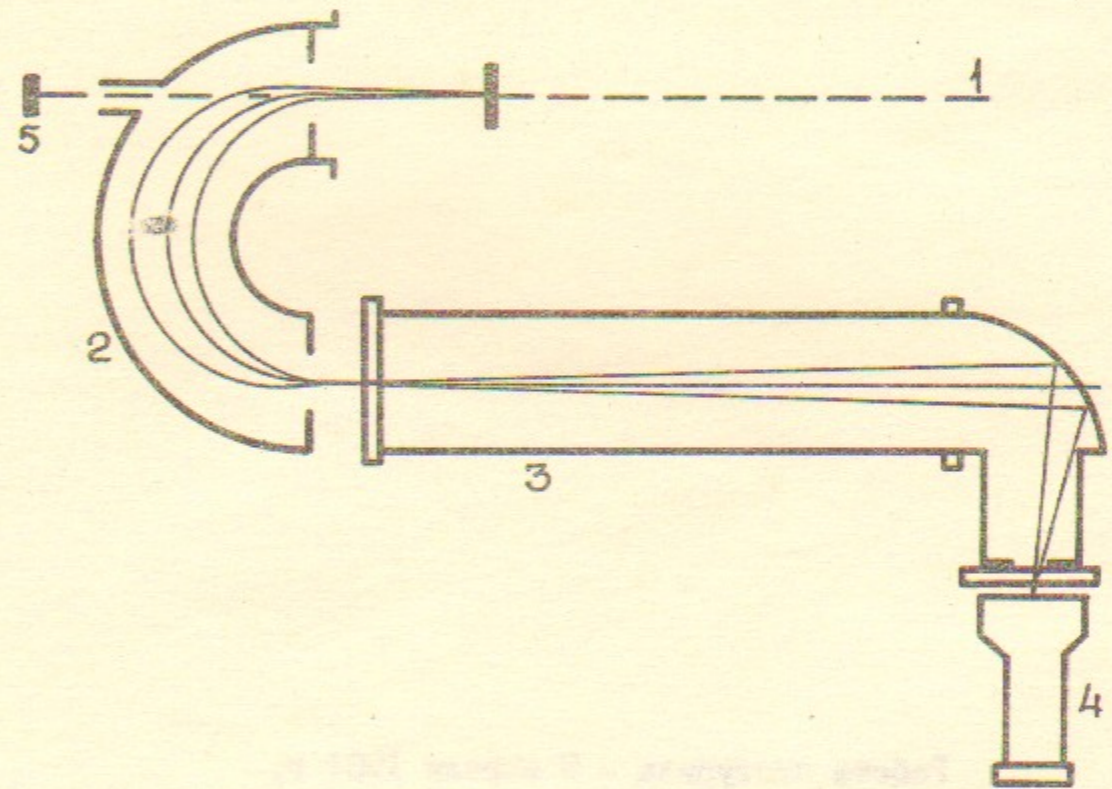


Fig. 4