

41  
И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 67

А.Д.Гайдук, Ю.Н.Пестов

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТИМОСТИ  
ДЛЯ ВЭП - 3

Новосибирск

1976

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ СВЕТИМОСТИ ДЛЯ ВЭЩ-3

А.Д.Гайдук, Ю.Н.Пестов

А Н Н О Т А Ц И Я

В данной работе описана система измерения светимости на ВЭЩ-3 по процессу рассеяния  $e^+e^-$  на угол  $\vartheta \sim 4^\circ$  с точностью  $\sim 1\%$ . Приведено сравнение системы с известными системами мониторинга.

## СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
I. Введение . . . . .	4
II. Скорость счёта . . . . .	8
III. Учёт эффективности счётчика антисовпадения . . . . .	11
IV. Эффекты взаимодействия частиц с веществом . . . . .	13
V. Радиационные поправки . . . . .	15
VI. Изготовление и калибровка счётчиков . . . . .	18
VII. Электроника . . . . .	19
VIII. Измерение светимости ВЭП-3 . . . . .	21
IX. Заключение . . . . .	23
Л и т е р а т у р а . . . . .	25

## 1. Введение

Сечение регистрации  $\sigma_p$  изучаемого процесса на встречных пучках определяется числом зарегистрированных событий  $N$  и интегралом светимости  $\mathcal{L}$  за время эксперимента

где  $\mathcal{L} = \int L dt$ . Светимость выражается через параметры встречных пучков.

$$L = \frac{I_+ I_-}{e^2 S_{эф} V}$$

где  $I_+$ ,  $I_-$  - токи пучков,  $S_{эф}$  - эффективная площадь поперечного сечения области взаимодействия пучков,  $V$  - частота обращения частиц в накопителе. Точность определения светимости по этой формуле невелика из-за больших погрешностей измерения  $S_{эф}$ .

Для измерения светимости обычно пользуются каким-либо процессом, сечение которого известно.

В данной работе мы описываем систему измерения светимости по процессу рассеяния  $e^+e^-$  на малый угол  $\theta \sim 3^\circ + 5^\circ$ . Использование этого процесса приводит к необходимости компенсации изменений скорости счёта счётчиков при смещениях места встречи (источника) и поворотах пучков.

Одна из идей компенсации /1+4/ состоит в том, что сумма скоростей счёта четырех счётчиков, симметрично расположенных относительно источника, не зависит от смещений и поворотов пучков в первом порядке по этим смещениям и поворотам.

Нами была установлена и опробована на ВЭПП-3 система измерения светимости основанная на другой идее компенсации /5/.

Система состояла из 4-х блоков сцинтилляционных счётчиков (Рис.1), симметрично расположенных относительно места встречи пучков. Каждый блок включал в себя 4 счётчика.  $S$  - сэндвичи для отбраковки мягкой фоновой компоненты и временного анализа событий.  $P$  - счётчики с воздушными световодами, определяли общий телесный угол регистрируемых событий.

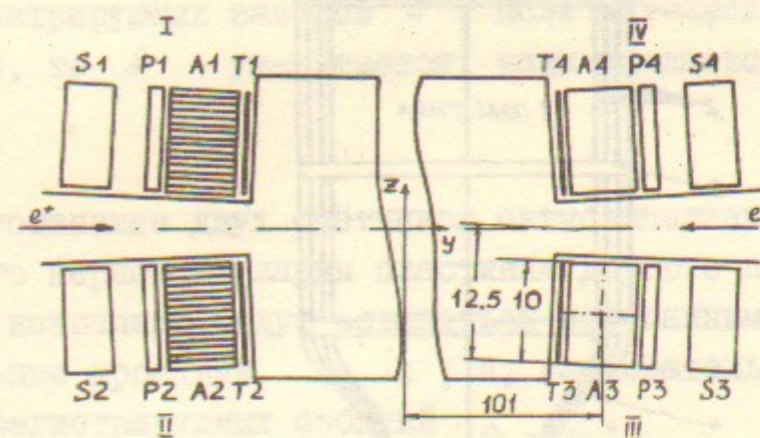


Рис. 1

Геометрическое расположение счётчиков. Размеры указаны в сантиметрах.

Счётчики  $T$  служили для уменьшения фона.

В использовании счётчиков антисовпадения  $A$  заключается основное отличие предлагаемой системы от систем /1+4/. Они предназначались для точного выделения телесного угла регистрируемых событий  $\Delta \Omega$  относительно фиксированного среднего угла рассеяния  $\vartheta_0$  и подавления фона от пучков. Счётчики антисовпадения  $A$  представляли собой пакеты сцинтилляционных пластин толщиной  $\sim 1$  мм, разделенных зазором  $\sim 1.5$  мм (Рис.2).

Такая система счётчиков регистрировала те события, траектории которых проходили между пластинами счётчиков антисовпадения. Рассмотрим смещение источника в направлении перпендикулярном плоскостям пластин (Рис.3). В этом случае число зазоров  $i$ , вырезающих узкие телесные углы регистрируемых событий  $\Delta \Omega_i$ , остается постоянным, хотя одни из зазоров перестают, а другие начинают регистрировать события.

При смещениях источника в других направлениях проекция  $\Delta \Omega = \sum_i \Delta \Omega_i$  на плоскость, перпендикулярную плоскостям

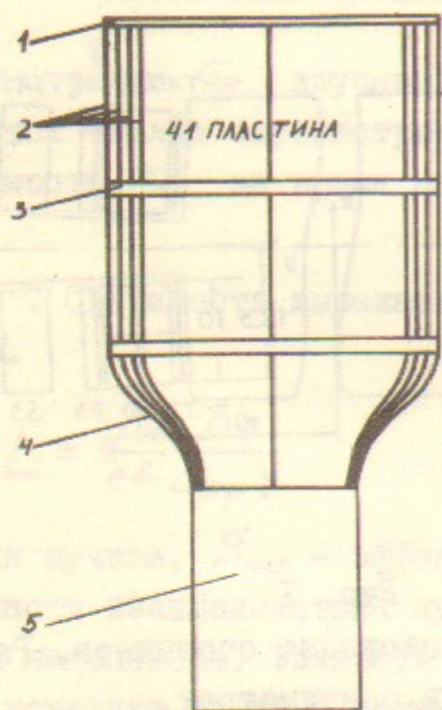


Рис.2. Счётчик антисовпадения. (1) Плексигласовая пластина с напыленным на внутреннюю сторону слоем алюминия. (2) Сцинтилляционные пластинки. (3) Плексигласовые планки, приклеенные к пакету пластин. (4) Световод из плексигласовых пластин. (5) Световод из плексигласа.

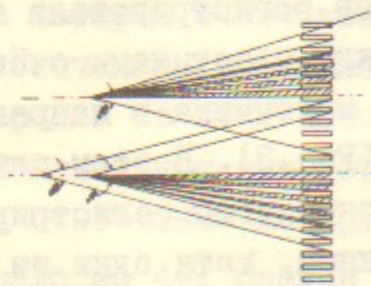


Рис.3. Смещения источника вдоль и перпендикулярно пластинам счётчика антисовпадения

пластин, остается также постоянной, хотя при этом изменяется число регистрируемых зазоров  $\zeta$ . Если источник приближается к счётчику, то  $\zeta$  - уменьшается, если удаляется,  $\zeta$  - возрастает.

При установке двух счётчиков антисовпадения так, что пластины одного перпендикулярны пластинам другого при произвольных смещениях источника будут оставаться постоянными две взаимно ортогональные проекции  $\Delta \Omega$ , а, следовательно, и сам телесный угол регистрируемых событий  $\Delta \Omega$ .

Блоки счётчиков I, II (Рис.1) устанавливались так, чтобы плоскости пластин счётчика A1 образовали с направлением пучков угол  $\vartheta_0 = 4^\circ$ , а счётчика A2 - угол  $\vartheta_0 = -4^\circ$ . В двух других блоках III, IV плоскости пластин счётчиков A3, A4 располагаются перпендикулярно плоскостям пластин A1, A2.

Системами счётчиков  $S_i P_i T_i S_{i+2} P_{i+2} T_{i+2} \bar{A}_i \bar{A}_{i+2}$  ( $i=1, 2$ ) регистрируются события рассеяния  $e^+e^-$ , траектории которых проходят между пластинами счётчиков антисовпадения и лежат в телесных углах  $\Delta \omega_1$ ;  $\Delta \omega_2$  (Рис.3). Эти телесные углы определяются длиной пластин и зазорами между ними и в среднем равны

$$\Delta \omega_1 \approx \Delta \omega_2 = (0.06)^2 \text{ стер. рад.}$$

Заметим, что при смещениях источника остается постоянными не только телесный угол регистрируемых событий  $\Delta \Omega$  но и средний угол рассеяния  $e^+e^-$   $\vartheta_0 \approx 4^\circ$  относительно направления движения пучков.

В постоянстве  $\vartheta_0$  и  $\Delta \Omega$  и состоит идея компенсации смещений источника нашей системы.

Кроме того, сумма скоростей счета двух рассмотренных плеч счётчиков не зависит и от поворотов пучков в первом порядке по этим поворотам.

Наша система обладает следующими улучшенными характеристиками по сравнению с системами /1-4/.

I. Компенсация смещений источника в вертикальном направлении, к которым наиболее чувствительны системы /1-4/, лучше в среднем в 10 раз.

Погрешность определения светимости из-за возможных смещений в азимутальном направлении существенно меньше чем у системы /2/ и такой же величины как у системы /3/. Заметим, что радиальные смещения и повороты пучков вносят несущественный вклад в точность определения светимости для всех рассматриваемых систем.

Счётчики антисовпадения позволяют дополнительно в ~ 20 раз уменьшить число фоновых запусков от электромагнитных ливней от пучков.

## II. СКОРОСТЬ СЧЁТА

Сечение рассеяния  $e^+e^-$  на малый угол  $\theta \sim 4^\circ$  с точностью лучше  $10^{-3}$  равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2Z_0}{\gamma}\right)^2 \frac{1}{\theta^4},$$

где  $Z_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2.82 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$

Численный расчет скорости счёта для точечного источника событий рассеяния

$$\dot{n}_T = L \int_{\Delta\omega_1, \Delta\omega_2} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

производился с относительной точностью  $10^{-3}$ . При  $E=2 \text{ ГэВ}$  и  $L = 10^{30} \text{ сек}^{-1}$  скорость счёта  $\dot{n}_T = 0.958 \pm 0.003$  герца. Ошибка определялась точностью изготовления пакетов счётчиков антисовпадения.

Если источник не точечный, а имеет гауссово распределение событий рассеяния  $f(y)$  со стандартным отклонением  $\ell$ , то скорость счёта системы счётчиков  $\dot{n}_0$  равна

$$\dot{n}_0 = \int_{y_1}^{y_2} \int_{\Delta\omega_1, \Delta\omega_2} f(y) \frac{d\sigma(\theta, y)}{d\Omega} d\Omega dy = \dot{n}_T (1 + \frac{\Delta n}{n}),$$

где  $\Delta n/n$  - изменения скорости счёта при смещениях, поворотах и вариациях длины источника (Рис.4).

Сравним  $\Delta n/n$  при смещениях источника на *SPEAR* системы /3/ на *ADONE* системы /2/ и исследуемой системы на ВЭШ-3.

	$\Delta n/n$ (%)		
	<i>SPEAR</i> $\ell = (18.2+23.2) \text{ см}$	<i>ADONE</i> $\ell = 15 \text{ см}$	Описываемая система ВЭШ-3 $\ell = 15 \text{ см}$
Смещения по "y", вдоль пучков			
$\Delta y = \pm 5 \text{ см}$	0.1 *	- 2.1	0.1
$\Delta y = \pm 6,25 \text{ см}$	0.1	- 3.4	0.1
Смещения по "z", вертикальные			
$\Delta z = \pm 0,5 \text{ см}$	+ 1,6 *	- 3.6	0.3
$\Delta z = \pm 0,125 \text{ см}$	+ 0.1	0.2 *	0.1
Смещения по "x", радиальные			
$\Delta x = \pm 0,5 \text{ см}$	0.34 *	- 0,5	0.2
$\Delta x = \pm 0,27 \text{ см}$	0,1	- 0,27 *	0,2

Данные со (\*) в таблице вычислены по формулам, приведенным в /3/, /4/. Данные без (\*) относятся к наблюдаемым смещениям пучков на *SPEAR* и *ADONE* и приведены в этих же работах.

По данным /2/ погрешность измерения светимости на *ADONE* из-за возможных смещений источника составляет  $(-4 \div +1) \%$ .

На *SPEAR* смещения пучков во время работы оказались существенно меньше, чем на *ADONE*, поэтому связанные с ними

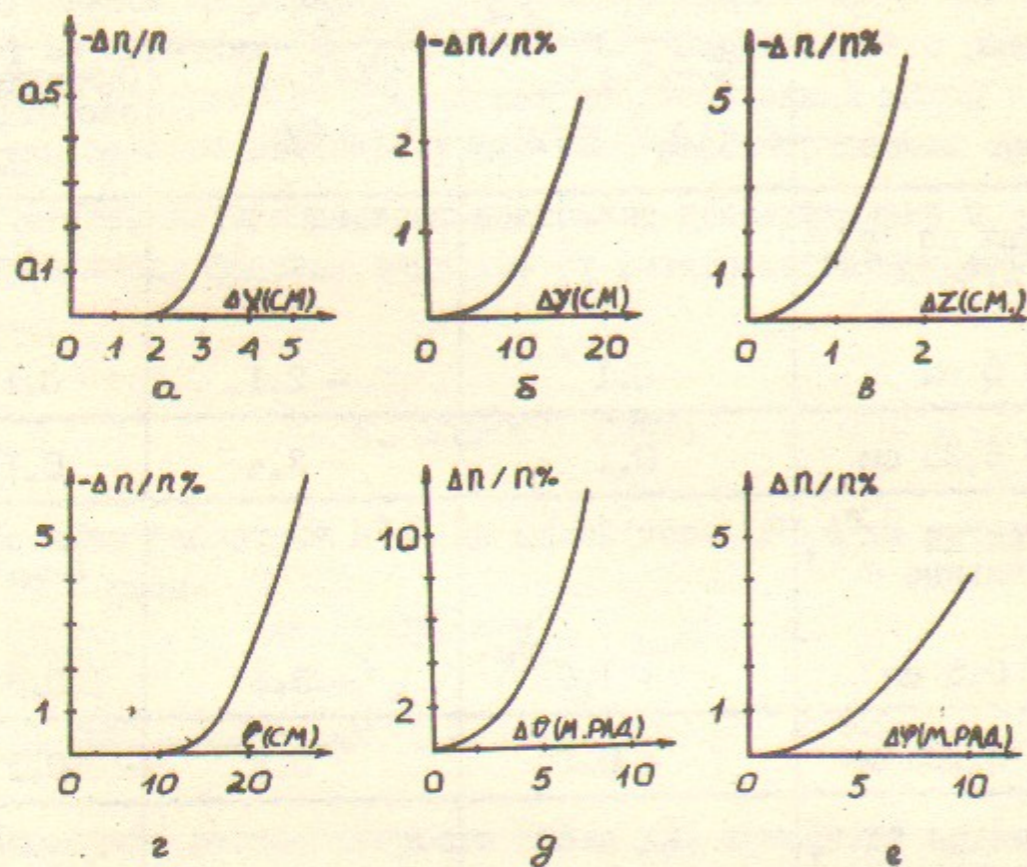


Рис.4. Изменения скорости счета системы счётчиков при: (а) радиальных смещениях источника; (б) смещениях источника вдоль пучков; (в) смещениях источника по вертикали; (г) изменениях длины источника  $l$ ; (д) поворотах пучков в вертикальной плоскости; (е) поворотах пучков в радиальной плоскости.

изменения скорости счёта были  $< 0,1\% / 3 /$ . У нашей системы даже при смещениях источника, превосходящих смещения на *ADONE*, изменения скорости счёта  $< 1\%$ .

При вычислении скорости счёта  $n_c$  мы рассматривали регистрацию счётчиками чисто упругого процесса. Предполагалось, что эффективность регистрации счётчиков 100%. В последующих главах мы рассмотрим эффекты, которые приводят к отличию скорости счёта от расчетной  $n_0$

$$\dot{n} = n_0 \left( 1 + \sum_i \delta_i \right),$$

где  $\delta_1$  - поправка, учитывающая конечную эффективность счётчиков антисовпадения,  
 $\delta_2$  - образование вторичных электронов в веществе, расположенном перед счётчиками антисовпадения,  
 $\delta_3$  - радиационная поправка.

### III. УЧЁТ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЧЁТЧИКА АНТИСОВПАДЕНИЯ

Точное вырезание телесного угла регистрируемых событий рассеяния в нашей системе производилось пластинами счётчиков антисовпадения, которые  $e^+e^-$  пересекают под углами  $\sim 1^\circ$ . При этом длина пути частиц в сцинтилляционных пластинах, а, следовательно, и эффективность их регистрации зависит от места входа частиц в пластины.

Вычислим изменение скорости счёта  $\Delta n/n$  вследствие этого эффекта.

При прохождении частицей пути  $S$  в сцинтиляторе на фотокатоде ФЭУ образуется  $\bar{n}$  эффективных фото-электронов (фэ).

В предположении распределения выходных импульсов ФЭУ по закону Пуассона эффективность регистрации  $\mathcal{E}$  этого сигнала равна

$$\mathcal{E} = 1 - \left( 1 + \bar{n} + \dots + \frac{\bar{n}^p}{p!} \right) e^{-\bar{n}}$$

где  $\rho$  - порог в фэ на дискриминаторе анодного импульса. Эта формула справедлива, если флуктуации выходных импульсов определяются статистикой работы ФЭУ /6/, а не флуктуациями потерь энергии  $E$  или неоднородностью светосбора. Ширина на полувысоте кривой Ландау для флуктуаций потерь энергии  $E \sim 25\%$ . Неоднородность светосбора в счётчике антисовпадения не превышает 30%.

Общая ширина двух последних распределений соответствует гауссовому распределению выходных импульсов ФЭУ с  $\bar{n} \sim 100$  фэ. Для расчета поправки  $\delta_2 = \Delta n / n$  к скорости счёта при  $\rho \approx 1$  фэ с абсолютной точностью  $\sim 0,1\%$  достаточно учитывать частицы, которые образуют на фотокатоде меньше 10 фэ. Следовательно, флуктуациями ионизационных потерь и неоднородностью светосбора можно пренебречь.

Численный расчет скорости счёта с учетом конечной эффективности счётчика антисовпадения привел к следующей поправке

$\delta_1' = \Delta n / n$  для одного плеча счётчиков I + III

$$\delta_1' = 0,5 \left( \frac{P_1 + 1}{\alpha_1} + \frac{P_3 + 1}{\alpha_3} \right),$$

где  $\alpha$  - среднее число образующихся на фотокатоде фото-электронов при прохождении частицей одного миллиметра пути в сцинтилляторе,  $\alpha_1, \alpha_3, P_1, P_3$  - соответствующие значения  $\alpha$  и  $P$  для счётчиков А1, А3. Аналогичное выражение можно получить и для поправки к скорости счёта плеча счётчиков II + IV  $\delta_1''$ ;

$$\delta_1 = (\delta_1' + \delta_1'') / 2.$$

$\alpha$  измерялось по прохождению космических частиц с энергией больше 100 МэВ через счётчик антисовпадения, причем, для определения средних потерь энергии космических частиц производилось усреднение по их спектру.

В типичном случае при  $P_1 = P_2 = P_3 = P_4 \approx (1 \pm 0,2)$  фэ,  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 \approx (2 \pm 0,2)$  фэ,  $\delta_1 = (10 \pm 1)\%$ . Эта поправка является наибольшей из всех  $\delta_i$ , однако, ее можно уменьшить в  $\sim 3$  раза, используя фотоумножители типа 56- , имеющие существенно больший квантовый выход, чем использованные нами ФЭУ-30.

#### IV. ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Вакуумная камера в области встречи пучков сконструирована так, чтобы на пути следования рассеянных  $e^+e^-$  было как можно меньше вещества. Для этого окна в вакуумной камере, предназначенные для мониторинговой системы, выполнены из нержавеющей стали толщиной  $T_1 = 0,1$  мм. На пути следования частиц до счётчиков антисовпадения расположены также счётчики  $T$  с толщиной сцинтиллятора  $T_2 = 1,5$  мм.

При прохождении окна в вакуумной камере и счётчиков  $T$   $e^+e^-$  испытывают многократное рассеяние. Численный расчет изменения скорости счёта от этого эффекта показал, что с точностью  $\sim 10^{-3}$  им можно пренебречь для  $E > 1$  ГэВ.

При прохождении окна вакуумной камеры и счётчиков  $T$  образуются вторичные электроны ( $\delta$  - электроны). В результате их попадания в счётчик антисовпадения часть событий рассеяния регистрироваться не будет. Вычислим поправку к скорости счёта вследствие этого эффекта.

Число вышедших  $\delta$  - электронов из пластинки толщиной  $T_0$  на один падающий электрон равно  $1/6$

$$n\delta = N_0 Z / A \int_{\psi_{min}}^{\pi/2} \int_0^{T_0} \frac{d\delta}{d\Omega} W(E_k(\psi), z, \frac{T_0 - x}{\cos\psi}) d\Omega,$$

где  $\frac{d\delta}{d\Omega}$  - сечение рассеяния  $e^-e^-$ ;  $W(E_k(\psi), z, \frac{T_0 - x}{\cos\psi})$  - вероятность  $\delta$  - электрону, который образовался на глубине  $x$  с энергией  $E_k$  и углом  $\psi$  относительно траектории начального электрона, выйти из пластинки,  $A$  - массовое число,  $Z$  - атомный номер вещества пластинки,  $N_0$  - число Авогадро.

Точность расчета  $n\delta$  по этой формуле  $\sim (3+10)\% / 7,8/$ .

На рис.5 приведены результаты численных расчетов числа  $\delta$  - электронов, которые образовались с начальными энергиями  $E_k > E_0$  и вышли из сцинтилляционной пластины и окна ваку-



умной камеры. Число же  $\delta$  - электронов, зарегистрированных счетчиком антисовпадения, дает поправку к скорости счёта при пороге  $E_p = 0,1$  МэВ  $\delta_2 = -(4,7 \pm 0,7)\%$ , где точность определяется погрешностью учета потерь энергии  $\delta$ -электронов в окне вакуумной камеры и в сцинтилляционной пластине счетчика  $\bar{T}$ .

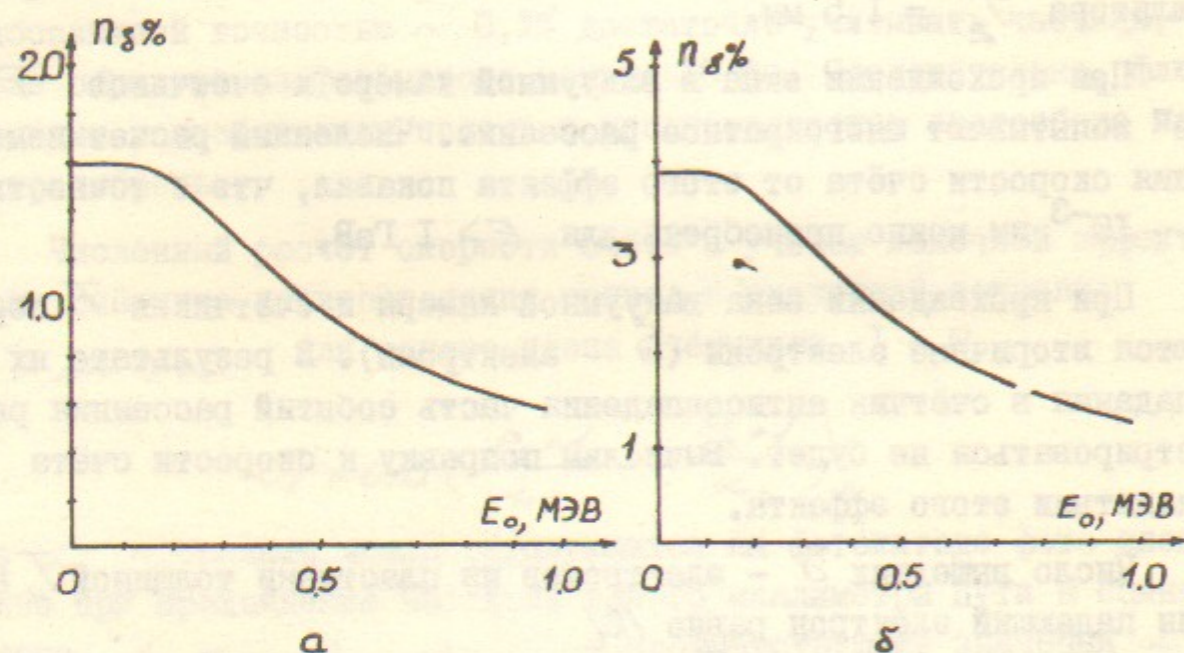


Рис.5. (а) Число  $\delta$ -электронов, образовавшихся в окне вакуумной камеры с начальными энергиями  $E_k > E_0$  и вышедших из него. (б) Число  $\delta$ -электронов, образовавшихся в сцинтилляционной пластине счетчика и вышедших из нее.

При прохождении электронов через вещество за счетчиком антисовпадения (сэндвич, квадрупольная линза) образуется электромагнитный ливень. Часть энергии ливня выходит назад в виде  $\gamma$ -квантов (9,10) (эффект обратного рассеяния  $\gamma$ -квантов), которые могут быть зарегистрированы счетчиком антисовпадения. Для уменьшения этого числа  $\gamma$ -квантов  $N_\gamma$  материалом между

сцинтилляционными пластинами сэндвича была выбрана медь, что уменьшает  $N_\gamma$  по сравнению со свинцом в  $\sim 100$  раз. Кроме этого, между сэндвичем и счетчиком антисовпадения была установлена защита из  $Al$ , подавляющая  $N_\gamma$  дополнительно в 10 раз.

Оценка числа регистрируемых  $\gamma$ -квантов счетчиком антисовпадения показывает, что изменение скорости счёта системы вследствие рассмотренного эффекта существенно меньше 1%.

Повидимому в системах /1+4/ необходимо учитывать изменение скорости счёта от эффекта обратного рассеяния  $\gamma$ -квантов.

Так в системе /3/ в амплитудном распределении событий в сэндвичах были замечены амплитуды соответствующие  $e^+, e^-$  с энергиями  $0,5 + 1,5$  ГэВ. При калибровке сэндвичей на линейном ускорителе амплитуд соответствующих таким энергиям  $e^-$  замечено не было. Как объясняют в /3/, такие запуски сэндвичей, возможно, происходят благодаря событиям рассеяния  $e^+e^-$ , когда каждая или обе частицы задевают некоторые части стенок вакуумной камеры, с углом рассеяния меньше, чем нормальный угол рассеяния. Возможно и другое объяснение: эти события соответствуют регистрации счетчиками обратно рассеянных  $\gamma$ -квантов из сэндвичей. В этом случае помимо событий с энергиями  $0,5 + 1,5$  ГэВ существуют и такие, которые аналогичны событиям эффекта. По нашим оценкам число фоновых запусков систем /1-4/ из-за обратного рассеяния  $\gamma$ -квантов из сэндвичей больше 1% от эффекта.

#### У. РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ $e^+e^-$ РАССЕЙЯНИЯ

Формула Баба для сечения рассеяния  $e^+e^-$  получена в низшем приближении теории возмущения. Учёт следующих членов ряда теории возмущения (вычисление радиальных поправок) при симметричном расположении одинаковых счетчиков относительно источника приводит сечение регистрации к следующему виду /11/:

$$\sigma_p = 2 \int_{\Delta\Omega} \left( \frac{d\sigma_{ee}}{d\vec{n}_1} - \frac{d\sigma}{d\vec{n}_1} \right) d\vec{n}_1, \quad (4.1)$$

где интегрирование производится по апертуре счётчиков;  
 $\vec{n}_\perp = \vec{P}_\perp / P = (n_z, n_x)$  - перпендикулярная составляющая единичного вектора конечных частиц, порог регистрации частиц  $E_{min} / E \ll 1$

$$\frac{d\sigma_{ee}}{dn_\perp^2} = \frac{2d^2}{E^2 n_\perp^2} \left( 1 + \frac{2d}{\pi} \left( \frac{1}{3} \ln \gamma^2 n_\perp^2 - \frac{5}{9} \right) \right);$$

$$\frac{d\sigma}{dn_\perp^2} = \frac{2d^3}{\pi^2 E^2 n_\perp^4} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} dx f(1) - \int_{-\infty}^{-nz} dz \left[ \int_{-\infty}^{\psi(\varphi, \theta_1)} f\left(\frac{\varphi + nx}{\varphi - x}\right) dx + \int_{\psi(\varphi, \theta_1)}^{\psi(-\varphi, \theta_1)} f\left(\frac{\theta_1 - nz}{\theta_1 + z}\right) dx + \int_{\psi(-\varphi, \theta_1)}^{\infty} f\left(\frac{\varphi - nx}{\varphi + x}\right) dx \right] - \int_{-nz}^{\infty} dz \left[ \int_{-\infty}^{\psi(\varphi, \theta_1)} f\left(\frac{\varphi + nx}{\varphi - x}\right) dx + \int_{\psi(\varphi, \theta_1)}^{\psi(-\varphi, \theta_2)} f\left(\frac{\theta_2 - nx}{\theta_2 + z}\right) dx + \int_{\psi(-\varphi, \theta_2)}^{\infty} f\left(\frac{\varphi - nx}{\varphi + x}\right) dx \right] \right\};$$

$$f(\xi) = \frac{n_\perp^2 (2 \ln \xi - 2\xi + \frac{\xi^2}{2})}{(1/\gamma^2 + n_\perp^2)(1/\gamma^2 + (n_\perp + \vec{n}_\perp)^2)} - \frac{(2 \ln \xi - 2\xi)}{\gamma^2} \left[ \frac{1}{(1/\gamma^2 + n_\perp^2)^2} + \frac{1}{(1/\gamma^2 + (n_\perp + \vec{n}_\perp)^2)^2} \right];$$

$$\psi(\varphi, \theta) = \varphi - \frac{(\varphi + nx)(\theta + z)}{\theta - nz}$$

$$\vec{n} = (x, z); \theta_1 = n_{z \min}, \theta_2 = n_{z \max}$$

$$\varphi_1 = n_{x \max}, \varphi_2 = n_{x \min}, \varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi$$

В случае  $\theta_1 = 0.04, \theta_2 = 0.1, \varphi = 0.03$  вычисленная  $P\pi = (\sigma_p - \sigma_{p0}) / \sigma_{p0}$ , где  $\sigma_{p0}$  - сечение регистрации, вычисленное по формуле Баба,  $P\pi = 1.4\%$ . Для случая различной апертуры противоположных счётчиков величина  $P\pi$  увеличивается, но не существенно. Для систем /1+4/ в /2/ приведена оценка  $P\pi \sim 1\%$ , а в /3/ - расчет  $P\pi \approx -2\%$ . Для исследуемой системы поправка к скорости счёта  $\delta_3 = P\pi$  оценивается  $\delta_3 \sim 2\%$ .

Для проверки справедливости формулы (4.1) мы исследовали сходимость вычисленных  $P\pi$  к результатам расчёта  $P\pi$  по известной формуле из /12/, в области, где последняя справедлива. При этом совпадение результатов хорошее и находится в пределах статистической ошибки численных расчетов  $P\pi$  по формуле (4.1).

Радиационная поправка вычислялась выше в предположении, что регистрируются только конечные  $e^+e^-$ . Рассмотрим теперь  $\gamma$  - кванты, которые изучаются в узкие конуса в направлении движения конечных  $e^+e^-$  и могут быть зарегистрированы в счётчиках антисовпадения, что приводит к уменьшению скорости счёта от расчётной. Сечение изучения  $d\sigma_\gamma$  таких фотонов, проинтегрированное по их частотам, равно /12/

$$d\sigma_\gamma = d\sigma_0 \frac{2}{\pi} (2 \ln \gamma \theta_0 - 1) \ln \frac{E_0}{E_p}$$

где  $2\theta_0$  - угловой размер детектора частиц,  $\theta_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $E_p$  - пороговая энергия регистрации  $\gamma$  - квантов счётчиком антисовпадения.

$$\text{При } E_0 = 2 \text{ ГэВ}, E_p = 0.1 \text{ МэВ}, \theta_0 = 0.03, \frac{d\sigma_\gamma}{d\sigma_0} \approx 0.2.$$

Учёт конечной эффективности регистрации этих  $\gamma$  - квантов и их узкого углового распределения относительно траектории конечных частиц с шириной  $\sim 1/\gamma$  дает конечную оценку изменения ско-

рости счёта вследствие этого эффекта  $\Delta n/n < - 0,5\%$ .

## VI. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ЮСТИРОВКА СЧЁТЧИКОВ

Все сцинтилляционные счётчики изготовлены из пластмассы *NE* - 102. Для счётчиков T2, T4 были использованы ФЭУ-85, для остальных - ФЭУ-30.

Делители напряжения питания ФЭУ счётчиков *S, P, T* - стандартные с током 1 ма. Для стабильной работы счётчиков антисовпадения при больших нагрузках последние каскады их делителей напряжения питания запитывались от отдельного источника с током ~ 6 ма.

Общая толщина сэндвичей *S* определялась конструкцией экспериментального промежутка и равна 5 см. Это определило структуру сэндвичей: 3 сцинтилляционные пластины толщиной 5 мм и 3 медных пластины 10 мм.

Счётчики P1-P4 - с воздушными световодами, выполненными из алюминизированного лавсана. Общая длина световода до ФЭУ ~ 15 см.

Счётчики антисовпадения были изготовлены из сцинтилляционных пластин, размеры которых (50x100) мм<sup>2</sup> и толщина ~ 0,96 мм. Пластины были изготовлены методом горячей штамповки с однородностью по толщине ~ 3 м/13/. В специальном приспособлении из 4I такой пластинки собирался пакет, зазоры между пластинками задавались проставками толщиной ~ 1,56 мм. Контроль сборки производился на микроскопе типа УИМ-23, имеющем линейную точность ~ 1 м на базе ~ 100 мм (рис.6). Жесткость крепления пакета обеспечивалась склеиванием со световодом и плексигласовыми пластинами (рис.2). Световод изготавливался термической штамповкой из плексигласовых пластин толщиной ~ 1,2 мм.

Измерения относительных координат граней пластин, произведенные после изготовления счётчиков антисовпадения и спустя 4 месяца, показали хорошую стабильность конструкции.

Счётчики антисовпадения A1+A4 устанавливались попарно на двух платформах. На одной так, чтобы угол между плоскостями пластин счётчиков был  $2\vartheta_0$ , а на другой, чтобы плоскости пластин были параллельны. Угловая точность указанных установок

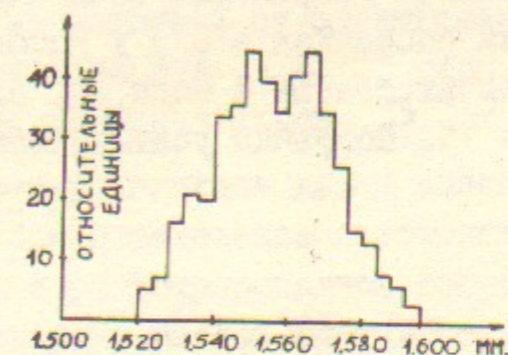


Рис.6. Распределение величин зазоров между сцинтилляционными пластинами одного из счётчиков антисовпадения.

Затем платформы со счётчиками устанавливались на промежуток. Основная погрешность в определении скорости счёта определялась неточностью установки угла  $2\vartheta_0$  и равна  $\Delta n/n = 0,2\%$ . Остальные погрешности юстировки счётчиков с точностью ~  $10^{-3}$  не существенны.

## VII. ЭЛЕКТРОНИКА

Блок схема электроники изображена на рис.7.

Пороги дискриминаторов счётчиков *S, P, T*, выставлялись на уровне ~ 0,125 от максимума амплитудного распределения регистрируемых частиц. Так что эффективность их регистрации близка к 100%. Пороги дискриминаторов счётчиков антисовпадения ~ 0,1 МэВ, что соответствует образованию на фотокатоде ~ 1 фэ и выставлялись по эффективности регистрации космических частиц, прошедших перпендикулярно плоскостям сцинтилляционных пластин, с точностью ~ 20%.

Схемами совпадений СС1-СС2 отбирались шестикратные события  $n_{i, i+2} = p_i s_i t_i p_{i+2} t_{i+2} s_{i+2}$  ( $i = 1, 2$ ). Разрешающее время СС1-СС4  $2\tau_p = 40$  нсек. Схема антисовпадения СА отбирала шестикратные события  $n_{i, i+2}$ , которые не были зарегистрированы счётчиками антисовпадения, на АИ-128 производился их временной

анализ (рис. 7). Для временного отбора событий рассеяния в схему были введены дискриминаторы ДВ с низким порогом срабатывания. Сигналы с ДВ подавались на СС, разрешающее время которой  $2 \tilde{\tau}_p = 4$  нсек. При временном разрешении сэндвичей  $2 \tilde{\tau}_p = 1.3$  нсек поправка на число событий рассеяния  $e^+e^-$ , у которых разница времен срабатываний в сэндвичах больше 4 нсек, и, следовательно, не регистрируемых меньше 1%. Поправка учитывалась с абсолютной точностью  $\sim 0.1\%$ .

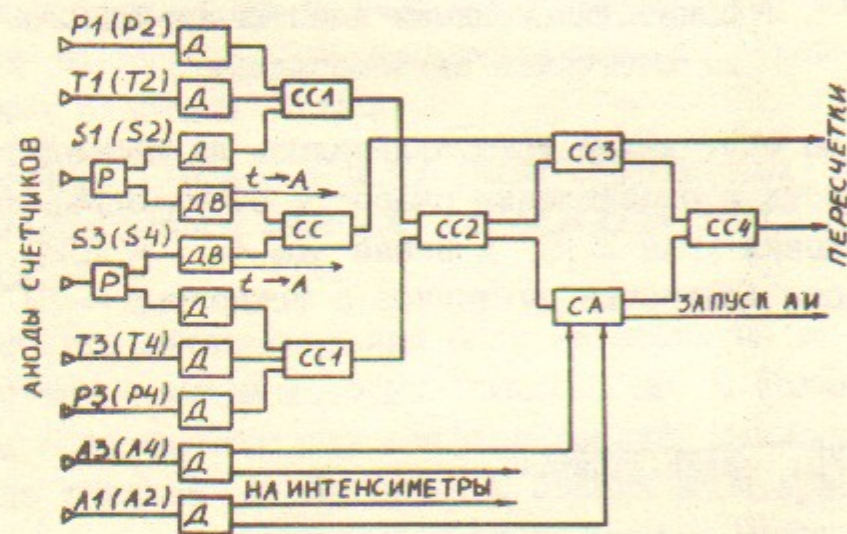


Рис. 7. Блок схема электроники.

### УШ. ИЗМЕРЕНИЕ СВЕТИМОСТИ ВЭПШ-3

Измерение светимости установки производилось при  $E=1,5$  ГэВ и токах  $I_+ = (100 \text{ ма} + 2 \text{ ма})$ ,  $I_- = (1 \pm 4)$  ма. При этом характерные фоновые загрузки от электромагнитных ливней от пучков при  $I_- = 20$  ма счётчиков А  $\sim 2 \cdot 10^4$  герц, счётчиков Р  $\sim 5 \cdot 10^3$  гц, счётчиков Т  $\sim 10^4$  гц, счётчиков S  $\sim 10^3$  герц.

Светимость определялась двумя способами.

1. При грубом определении светимости счётчики антисовпадения отключались и регистрировались события, вызывающие срабатывания противоположных блоков счётчиков I - III, II - IV. Распределение разницы времен срабатываний  $\Delta t_{2,4}$  этих событий в сэндвичах  $S_2, S_4$  при токах  $I_+ \times I_- \sim (1 \times 2)$  ма<sup>2</sup> показано на рис. 8а.

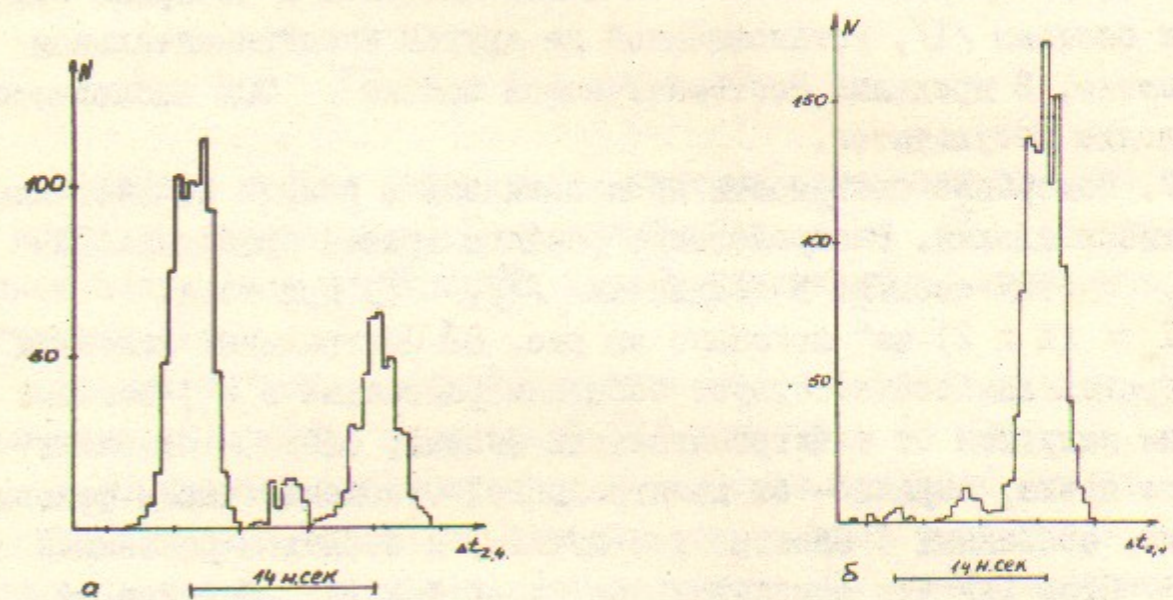


Рис. 8. Распределение разницы времен срабатываний регистрируемых событий рассеяния в сэндвичах.  
(а) В режиме без счётчиков антисовпадения.  
(б) В режиме со счётчиками антисовпадения.

Центральный максимум в распределении соответствует событиям рассеяния  $e^+e^-$ , боковые — фоновым запускам от электромагнитных ливней, которые образуются выбиваемыми из пучков  $e^+e^-$ . Максимум слева — от электронного пучка, максимум справа — от позитронного. Хотя отношение числа фоновых событий, связанных с одним из пучков, к числу событий рассеяния  $\sim 10$ , но практически все они отбраковываются с помощью временного отбора событий. Подчеркнем, что относительно большое число фоновых запусков системы связано с плохим энергетическим разрешением сэндвичей (конструкция промежутка не позволяет увеличить их толщину).

При  $E = 1,5$  ГэВ и токах  $I_+ \times I_- \approx (1 \times 2)$  ма<sup>2</sup> число регистрируемых событий рассеяния за 1000 сек  $N \approx 40$ , что соответствует светимости  $\mathcal{L} \approx 2 \cdot 10^{27}$  сек<sup>-1</sup>.

При работе ВЭП-3 дополнительно исследовалось совпадение результатов измерения светимости нашей системой и четырьмя сэндвичами системы /I/, установленной на другом экспериментальном промежутке. В пределах систематической ошибки 50% наблюдалось совпадение результатов.

2. Измерение светимости производилось в режиме со счетчиками антисовпадения. Распределение разницы времен срабатываний  $\Delta t_{2,4}$  этих событий в сэндвичах  $S_2, S_4$  при токах  $I_+ \times I_- = (1 \times 2)$  ма<sup>2</sup> показано на рис. 8. Центральный максимум в распределении соответствует событиям рассеяния  $e^+e^-$ , боковые — фоновым запускам от электромагнитных ливней, слева — от электронного пучка, справа — от позитронного. Отношение числа фоновых событий, связанных с электронным пучком, к событиям рассеяния  $e^+e^- \sim 0,5$ . Так что относительное число фоновых запусков от электронного пучка по сравнению с первым способом измерения светимости уменьшилось в  $\sim 20$  раз.

Относительно большое число фоновых запусков от позитронного пучка, по-видимому, связано с тем, что система расположена у впускного устройства накопителя, где апертура наименьшая. Ожидается, что при установке системы на другой промежуток число фоновых запусков от электронного и позитронного пучков будут одинаковы при одинаковых токах пучков.

Кроме того, улучшение энергетического разрешения сэндвичей позволяет практически избавиться от фоновых запусков этого типа.

При  $E=1,5$  ГэВ и токах  $I_+ \times I_- = (1 \times 2)$  ма<sup>2</sup> число регистрируемых событий рассеяния за  $10^4$  сек  $N = 20$ , что соответствует светимости  $\mathcal{L} = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{27}$  сек<sup>-1</sup>. Ошибка определяется статистикой.

К основным фоновым процессам, кроме процесса от электромагнитных ливней от пучков, относятся ещё два.

1. Одновременное рассеяние  $e^+e^-$  на остаточном газе. Вклад его измеряется в ходе эксперимента стандартной методикой задержанных совпадений на время оборота пучков. При  $I_+ \times I_- = (1 \times 2)$  ма<sup>2</sup> он составляет  $\sim 0,5\%$  от эффекта.

2. Процесс  $e^+e^- \rightarrow 2 e^+e^-$ . По оценкам /2/ он составляет  $\sim 1\%$  от эффекта при  $E=1,4$  ГэВ.

## IX. Заключение

В данной работе рассмотрена система измерения светимости по процессу рассеяния  $e^+e^-$  на малый угол  $\vartheta \sim 4^\circ$ , которая обладает следующими улучшенными характеристиками по сравнению с системами /I+4/.

1. Лучшей компенсацией смещений места встречи пучков. По сравнению, например, с системой /2/ лучше в  $\sim 10$  раз.

2. Позволяет дополнительно в  $\sim 20$  раз подавить фон от электромагнитных ливней от пучков, что снижает требование к высокому порогу на сэндвичах. Так в системе /3/ наибольшая поправка к измеренной светимости  $\sim 3\%$  связана с высоким порогом на сэндвичах.

В таблице приведены поправки на измерение скорости счёта от расчётной, которые определяют точность измерения светимости нашей системой.

Наибольшей является поправка на эффективность счётчика антисовпадения, но с использованием фотоумножителей типа 56- она может быть уменьшена в  $\sim 3$  раза и будет равна  $\delta = (3 \pm 0,3)\%$ .

Источник поправки	поправка(%)	погрешность(%)
1. Конечная эффективность счётчика антисовпадения . . . . .	+ 10	1
2. Образование $\delta$ - электронов . . . . .	- 5	1
3. Радиационная поправка . . . . .	+ 2	2
4. Смещения места встречи пучков . . . . .	-	0,2
5. Повороты пучков . . . . .	-	0,2
6. Точность установки . . . . .	-	0,2
Суммарная . . . . .	7	2,5

Поправка, связанная с образованием  $\delta$  - электронов в веществе перед счетчиком антисовпадения, может быть рассчитана с абсолютной точностью  $\sim 0,5\%$ . Для этого необходимо знать спектры, выходящих из пластин  $\delta$  - электронов. Кроме того,  $S_2$  может быть измерена по изменению скорости счёта системы от толщины поглотителя перед счётчиком антисовпадения с абсолютной точностью  $\sim 0,1\%$ , как это сделано в /3/.

Радиационная поправка также может быть рассчитана с лучшей точностью. Так в /3/ абсолютная точность расчёта  $\sim 0,5\%$ .

В конечном варианте можно ожидать, что точность измерения светимости нашей системы будет лучше 1%.

Таким образом, рассмотренная система обладает высокой точностью измерения светимости и малой фоновой загрузкой от электромагнитных ливней от пучков при относительно невысоких требованиях к стабильности работы накопителя.

В заключение авторы выражают благодарность Г.В.Федотовичу за помощь в работе и ценные обсуждения, В.С.Фадину за обсуждения радиационных поправок, А.И.Романчуку за конструкторские разработки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.И.Середняков, К.Фуке. Препринт ИЯФ-18-71.
2. Guido Barbiellini et al. Nucl. Inst. and Meth. 123 (1975) 125.
3. J. F. Crawford et al. Nucl. Inst. and Meth. 127 (1975) 173.
4. H. C. Dehne and Progez. Preprint LNF-70/33 (1970)
5. А.Д.Гайдук. Дипломная работа. НГУ, 1972.
6. Перцев "Однофотоэлектронные характеристики ФЭУ и их применение".
7. P. J. Ebert et al. Phys. Rev. , 183, 422, 1969.
8. P. J. Ebert et al. IEEE TRANS Nucl. Sci. NS - 13, 735, 1966.
9. Nagel. Zeits Phys. , 186, 319, 1965.
10. Uta Völkel. Preprint Desy 67/16, 1967.
11. В.С.Фадин. Частное сообщение.
12. С.М.Суханов, В.С.Фадин, В.А.Хозе. ДАН. 178 (1968) 822.
13. А.Д.Гайдук. Ю.Н.Пестов. Препринт. ИЯФ 74-10.

Работа поступила - I июня 1976 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ  
Подписано к печати 7.УП-1976г. МН 07383  
Усл. I,5 печ.л., тираж 170 экз. Бесплатно  
Заказ № 67.

---

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР