

63

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

ПРЕПРИНТ И Я Ф 77-83

В.Н.Корчуганов, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев,
Е.Л.Салдин, А.Н.Скринский

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПЕРАТИВНОГО ИЗМЕРЕНИЯ
АБСОЛЮТНОЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКОПИТЕЛЕ

Новосибирск

1977

В.Н. Корчуганов, Г.Н. Кулипанов, Н.А. Мезенцев, Е.Л. Салдин,
А.Н. Скринский

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПЕРАТИВНОГО ИЗМЕРЕНИЯ
АБСОЛЮТНОЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКОПИТЕЛЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе обсуждаются новые возможности использования синхротронного излучения для физики высоких энергий. В первой части сообщаются результаты экспериментальной проверки метода измерения абсолютной энергии электронов в накопителе, основанного на использовании спектральных особенностей синхротронного излучения. Для проверки применялся метод определения энергии, использующий измерение частоты прецессии спина в магнитном поле. Во второй части обсуждается новый метод измерения степени поляризации электронов в накопителе, также использующий спектральные особенности СИ. Этот метод может стать основным в накопителях на большие энергии (ВЭП-4, CERN, PEP, PETRA) и, соответственно, также применяться для абсолютного измерения энергии электронов.

Физики, занимающиеся созданием электрон-позитронных накопителей и постановкой экспериментов на e^+e^- пучках уже давно используют синхротронное излучение (СИ), возникающее при движении электронов (позитронов) в магнитном поле.

С одной стороны, являясь нежелательным эффектом, синхротронное излучение из-за больших потерь энергии ограничивает максимальную энергию электронов в накопителе. Кроме того уже на накопителях с энергией 3-6 ГэВ из-за большого количества высокоэнергетичных квантов синхротронное излучение является основным фоном для регистрирующей аппаратуры, используемой в экспериментах на встречных e^+e^- пучках.

С другой стороны, радиационное трение, вызываемое СИ, позволяет сжимать пучки до очень малых размеров и многократно накапливать новые порции частиц. Синхротронное излучение приводит к возникновению поляризации электронов и позитронов, движущихся в накопителе, что позволяет получать встречные поляризованные пучки электронов и позитронов. На всех существующих накопителях широко применяются различные методы наблюдения за пучком, использующие синхротронное излучение.

В данной работе обсуждаются новые возможности использования синхротронного излучения для физики высоких энергий. В первой части будет сообщено об экспериментальной проверке метода измерения абсолютной энергии электронов, основанного на использовании спектральных особенностей СИ^[1]. Для проверки применялся метод определения энергии, использующий измерение частоты прецессии спина в магнитном поле^[2]. Во второй части обсуждается новый метод измерения степени поляризации электронов в накопителе, также использующий спектральные особенности СИ. Этот метод может стать основным в накопителях на большие энергии (ВЭШ-4, C E S R, PEP, PETRA) и, соответственно, также применяться для абсолютного измерения энергии электронов.

I. Экспериментальная проверка метода оперативного измерения абсолютной энергии электронов, использующего спектральные особенности синхротронного излучения

I. Основные идеи метода

Синхротронное излучение является классическим, точно рассчитываемым эффектом^[3], свойства которого определяются энергией электрона E , величиной магнитного поля H в точке наблюдения и длиной волны λ .

В интенсивности синхротронного излучения в области $\lambda_c/\lambda \gg 1$ (λ_c - так называемая критическая длина волны) имеется резко выраженная зависимость интенсивности СИ от энергии:

$$I \propto H^{1/2} E^{-1} \lambda^{-5/2} \exp[-a/E^2 H \lambda] \quad (1)$$

Имеется две возможности измерения энергии.

Во первых, для определения энергии можно измерять величину $(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial H})_{\lambda = const}$ т.к. она однозначно определяется энергией частицы, величиной магнитного поля в точке излучения и длиной волны СИ. Рис. 1 демонстрирует зависимость $(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial H})_{\lambda = const}$ от энергии. Для накопителя зависимость E от H близка к линейной, поэтому при $\lambda_c/\lambda \gg 1$ легко получить:

$$E = \left[\frac{3a}{H^2 \lambda} / \left(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial H} \right)_{\lambda = const} \right]^{1/2} \quad (2)$$

Другая возможность определения энергии заключается в измерении величины $(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial \lambda})_{E, H = const}$. На рис. 2 представлена зависимость $(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial \lambda})_{E, H = const}$ от длины волны при разных энергиях. При вышеуказанных предположениях:

$$E = \left[\frac{a}{H \lambda^2} / \left(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial \lambda} \right)_{E, H = const} \right]^{1/2} \quad (3)$$

Для получения необходимой точности следует конечно пользоваться точными, а не асимптотическими формулами для интенсивности СИ. Кроме того необходимо учитывать, что интенсивность излучения на длине волны λ пучка из N электронов, вращающихся в накопителе, с учетом их гауссовского распределения по энергии относительно равновесной частицы, больше, чем интенсивность от N частиц с равновесной энергией на величину $\sim \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 I}{\partial E^2} \right) \sigma_E^2$, или, при $y \gg 1$

на:

$$\delta I \approx 2\gamma^2 \frac{\delta E^2}{E_0^2} \cdot I \quad (4)$$

Для ВЭШ-3 $\delta E/E_0 \sim 10^{-3}$, при $\gamma \sim 7$ $\delta I/I \sim 10^{-4}$. Эту систематическую ошибку в определении абсолютной энергии легко учесть, поскольку энергетический разброс δE в накопителе обычно известен.

2. Схема постановки эксперимента

Схема измерения величины магнитного поля, используемой длины волны и интенсивности показана на Рис. 3а.

Синхротронное излучение выводится из плоской части одного из поворотных магнитов через канал с фольгами из бериллия (общей толщиной - 300 мкм). По вертикали пучок СИ не коллимируется. Коллимация в радиальном направлении осуществляется щелью. С помощью щели, при необходимости, пучок СИ на выходе можно разделить на два пучка, которые можно использовать независимо (Рис. 3б). Для монохроматизации использовалась схема с одним кристаллом с отражением в вертикальной плоскости. Отраженный от кристалла луч с длиной волны, определяемой условием Брэгга $\lambda = 2d \cdot \sin \theta$, попадает в ионизационную камеру, используемую в качестве детектора γ -квантов. Сигнал с выхода камеры пропорционален интенсивности падающего на него СИ.

Величина интенсивности СИ, регистрируемая после монохроматора, зависит от многих величин, известных с плохой точностью, таких как: коэффициент ослабления рентгеновского излучения при прохождении входных фольг и воздушного участка, коэффициент отражения от кристалла, эффективность регистрации. Так как эти величины зависят от длины волны, то очевидно, что нахождение значения $\left(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial \lambda}\right)_{E, H}$ затруднено, так как требует измерений на нескольких длинах волн. Правда, по этим измерениям можно следить за относительными изменениями энергии и, следовательно, определять стабильность энергии.

Абсолютное значение энергии удобно определять по величине $\left(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial H}\right) \lambda$, требующей измерений на одной длине волны при разных значениях магнитного поля накопителя.

При выполнении условия, что при изменении поля равновесная траектория меняется незначительно и нет неоднородностей в выходных фольгах, кристаллах и т.д., все коэффициенты, известные с плохой точностью остаются постоянными. Тогда относительное изменение интенсивности СИ для данной длины волны при изменении магнитного поля (энергии электронов) зависит только от длины волны регистрируемого излучения, от величины магнитного поля в месте излучения и абсолютной энергии электронов:

$$\frac{I_{g1}}{I_{g2}} \cdot \frac{N_2}{N_1} = \frac{I(\lambda, E_1, H_1)}{I(\lambda, E_2, H_2)} \quad (5)$$

где N_2/N_1 - отношение числа электронов в моменты измерения интенсивностей I_2 и I_1 . $I(\lambda, E, H)$ - точное аналитическое выражение (1). Предполагая функциональную зависимость энергии от поля в виде:

$$E_i = \sum_{n=0}^N \alpha_n H_i^n \quad (6)$$

можно составить систему из N уравнений вида (5), и разрешить её относительно коэффициентов α_n . Таким образом, изменяя магнитное поле (энергию) накопителя и измеряя H_i, N_i в разных точках по полю при известной и фиксированной длине волны λ_0 , можно измерить абсолютную энергию частиц в накопителе.

Оценки погрешности в абсолютной энергии за счет ошибок в измерении тока, магнитного поля и длины волны, полученные из выражения (5) в предположениях $E = c \cdot H, \gamma \gg 1$ имеют вид:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{1}{\gamma [1 - (H_0/H)^2]} \cdot \frac{\delta (I_g/N)}{(I_g/N)} \quad (7)$$

$$\frac{\delta E}{E} = \left\{ \frac{1}{2\gamma} - \frac{3}{2} [1 + (H_0/H)^2] \right\} [1 - (H_0/H)^2]^{-1} \cdot \frac{\delta H}{H} \quad (8)$$

$$\frac{\delta E}{E} = \left\{ \gamma \left[1 + \left(\frac{H_0}{H} \right)^3 - 6 \mu d - 1 \right] \left\{ 2 \gamma \left[1 - \left(\frac{H_0}{H} \right)^3 \right] \right\}^{-1} \cdot \frac{\delta \lambda}{\lambda} \right. \quad (9)$$

Настройка рабочей длины волны $\lambda_0 = 1,38043 \text{ \AA}$ ($E = 8,98 \text{ КэВ}$) осуществлялась по К-краю поглощения меди. В эксперименте γ в качестве монохроматора использовался кристалл кремния (плоскость III) с полированной поверхностью (межплоскостное расстояние $d = 3,1354 \text{ \AA}$, $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 1,3 \cdot 10^{-4}$). Выставка угла Θ_0 обеспечивалась механизмом поворотного устройства с точностью $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \delta \Theta \approx 6''$. На угле $\Theta_0 = 12^\circ 40'$ это соответствует $\delta \lambda / \lambda \sim 1,5 \cdot 10^{-4}$.

Магнитное поле измерялось с помощью датчика ЯМР с точностью $\delta H/H \sim 2 \cdot 10^{-5}$.

Измерение тока e^- с помощью токовой пикап-станции дает $\delta N/N \sim 5 \cdot 10^{-4}$.

Измерение интенсивности синхротронного излучения проводилось специальной ионизационной камерой (ИК). Ионизационная камера выполнена по трех-электродной схеме: высоковольтный электрод, охранный электрод и коллектор. Ток утечки между охранным электродом и коллектором составляет $\sim 10^{-14} \text{ А}$. Ионизационная камера заполнена чистым ксеноном под давлением 2,8 атм. Геометрия камеры такова, что обеспечивает работу в режиме полного поглощения в газе. Ослабление потока γ -квантов с энергией $E \sim 9 \text{ КэВ}$, попадающих внутрь рабочего объема камеры, составляет 7 порядков. При напряжении на камере $U = 2,4 \text{ кВ}$ обеспечивается стабильная работа в режиме насыщения. Ток камеры поступает на вход прецизионного усилителя, сигнал с которого измеряется цифровым вольтметром. Дрейфовый ток усилителя по входу составляет $\sim 10^{-13} \text{ А}$. Рабочие токи через камеру меняются в диапазоне $10^{-8} + 10^{-9} \text{ А}$, т.е. превышает дрейфовый ток на 4+5 порядков. Стабильность работы камеры достигает $(2+3) \cdot 10^{-5}$. Стабильность отношения тока ионизационной камеры к току электронов I_q/N (усредненная по 50+100 опросам) определялась шумами измерения тока e^- в ВЭШ-3. Она составляла величину $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ в течение часа.

3. Результаты измерений энергии

В Таблице I представлены результаты измерения энергии по описанной схеме. Измерения проводились в диапазоне энергий 1545 + 1820 МэВ. Обозначения в таблице следующие: $F_{\text{ЯМР}}$ - частота ядерномагнитного резонанса, H - величина магнитного поля в точке излучения, E - энергия, вычисленная по результатам измерений, $R \text{ (см)} = E \text{ (МэВ)} / 0,2997925 \cdot H \text{ (кГс)}$ - радиус кривизны орбиты в точке излучения.

Таблица I

$F_{\text{ЯМР}}$, кГц,	H , кГс,	E , МэВ	R , см	$\Delta E/E^{\text{ж}}$	Примечание
13848,6	8,3653	1545,29	616,18	$\pm 1,3 \cdot 10^{-4}$	ИК
13871,3	8,3790	1547,28	615,96	$\pm 2,1 \cdot 10^{-4}$	ИК
16266,0	9,8255	1813,52	615,67	$\pm 2,5 \cdot 10^{-4}$	ИК
16297,1	9,8443	1817,60	615,88	$\pm 5 \cdot 10^{-4}$	ФЭУ-93
16285,0	9,8370	1815,84	615,74	$\pm 6 \cdot 10^{-5}$	Калибровка
16295,0	9,8432	1817,00	615,74	$\pm 6 \cdot 10^{-5}$	Калибровка

ж) $\Delta E/E$ - максимальный экспериментальный разброс.

Значения E , H и R , представленные в этой таблице, являются усредненными по 4+6 измерениям. Из таблицы видно, что:

I) в данном интервале энергий ($\gamma = 7+4$) с точностью $\leq 10^{-3}$ энергия изменяется линейно с магнитным полем;

2) при увеличении энергии (т.е. при уменьшении γ при фиксированной рабочей длине волны λ) растет относительная ошибка, что находится в соответствии с формулами (7), (8) и (9);

3) с точностью $\approx 10^{-3}$ можно считать радиус кривизны орбиты постоянным.

4. Экспериментальная проверка метода

Достоверность метода проверялась по сравнению значений энергии, полученных данным методом, со значениями энергии, полученными методом определения энергии по измерению частоты прецессии спина электрона в магнитном поле^{/2/}. Суть этого метода и схема заключается в следующем. Частота прецессии спина электрона в накопителе при наличии в нем только поперечных полей^{ДАЕТСЯ} выражением:

$$f_s = f_0 \left(1 + \gamma \frac{q'}{q_0} \right) = f_0 (1 + v_s)$$

где f_0 - частота обращения, γ - релятивистский фактор, q'/q_0 - отношение аномально-го магнитного момента электрона к нормальному. Из выражения для f_s следует, что при наличии поляризованного пучка электронов и способа контроля за степенью поляризации пучка ξ , возможна абсолютная калибровка энергии электронов по измерению частоты прецессии спина при помощи резонансной деполяризации^{/2/}.

Время радиационной поляризации электронов τ_p в накопителе ВЭШ-3 на энергии $\sim 1,8$ ГэВ составляет ~ 1 часа ($\tau_p = 14 \text{ час}/E^5(\text{ГэВ})$), что позволяет проводить эксперименты с поляризованным пучком. Для измерения поляризации на ВЭШ-3, так же как в экспериментах, описанных в /4/, использовалась зависимость от ξ сечения упругого рассеяния электронов внутри ступки (Тухек-эффект).

Система регистрации (Рис. 4) рассеянных электронов состояла из двух тонких сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадение. Счетчики были размещены в медианной плоскости внутри вакуумной камеры симметрично по обе стороны от равновесной орбиты. Электроны, испытавшие рассеяние при прохождении двенадцатиметрового прямолинейного промежутка, попадали в первый поворотный магнит полукольца, который выполнял роль спектрометра. Выбранная геометрия обеспечивала регистрацию рассеянных в промежутке электронов с энергиями, отклоняющимися от равновесной на 4%. Зависимость скорости счета полезных событий от степени поляризации пучка ξ дается формулой $\dot{n} = \dot{n}_0 (1 - \xi^2 \Delta)$, где расчетное значение Δ равнялось 7%. В эксперименте \dot{n} составляла $\approx 2 \text{ Гц}/\text{ма}^2$, наблюдаемый скачок в момент деполяризации был $\sim 4+5\%$ (Рис. 5а).

Для деполяризации на ВЭШ-3 использовались поля H_x , E_z бегущей электромагнитной волны. Такой выбор обусловлен тем, что время деполяризации пучка поперечным магнитным полем H_x в $\sqrt{2}$ раз короче, чем продольным магнитным полем H_y той же величины ($\sqrt{2} \sim 20$ при $E \sim 1,8 \text{ ГэВ}$).

Деполяризатор представлял собой обычную пластину (используемую для раскачки бетатронных колебаний) подключенную с одного конца к генератору "ВЯЗ-2", а с другого к согласованной нагрузке.

Деполяризация осуществлялась многократным пересечением спинового резонанса на частоте деполяризатора $f_d = v_s \cdot f_0$. Для этого вводилась частотная модуляция поля деполяризатора, глубина которой Δf определяет как время деполяризации $\sim \Delta f / H_x^2$ (сек при $\Delta f = 1 \text{ кГц}$ и $H = 1 \text{ Гс}$), так и точность измерения энергии $\Delta E/E$, которая при $\Delta f = 1 \text{ кГц}$ и энергии $1,8 \text{ ГэВ}$ составляла $6 \cdot 10^{-5}$ (см. Рис. 5б).

Таким образом, на накопителе ВЭШ-3 имеется возможность калибровки метода, использующего СИ, на энергиях выше $1,8 \text{ ГэВ}$, поскольку начиная только с таких энергий время поляризации пучка, т.е. по существу, время измерения энергии по деполяризации, становится приемлемым.

Время затрачиваемое на измерение энергии методом, использующим СИ, равно $2,5+3$ минуты, благодаря тому, что измерение полностью проводится под контролем ЭВМ (автоматическая настройка на длину волны, поиск ЯМР, опрос цифровых вольтметров и частотомера, расчет энергии по точным формулам).

На Рис. 6 показана экспериментальная зависимость энергии от магнитного поля, измеренного в точке излучения, снятая при помощи этих двух методов. При этом точки, отвечающие значениям энергии, полученным калибруемым методом хорошо согласуются с калибровочными, поэтому

работоспособность метода не вызывает сомнений. Точка I соответствует варианту с ИК, точка 4-варианту с ФЭУ-93 со стабилизируемым коэффициентом усиления. Точки 2 и 3 - калибровочные, сняты по измерению частоты прецессии спина в магнитном поле. На графике представлены максимальные разбросы экспериментальных значений.

5. Метод измерения относительного изменения энергии

Обсуждаемый выше метод измерения абсолютной энергии имеет ряд недостатков, связанных в основном с тем, что в процессе измерения необходимо изменять энергию. Кроме того, для этого метода необходимо иметь точный измеритель тока электронов в накопителе (линейность и относительная точность $\lesssim 10^{-4}$), что также является трудной задачей.

Метод измерения относительной энергии лишен перечисленных недостатков и является в этом смысле дополнительным к первому методу. Этот метод, согласно (3), основан на одновременном измерении интенсивности СИ, выходящего с одной точки орбиты при постоянном магнитном поле, на двух длинах волн λ_1 и λ_2 . Выражения для интенсивностей, измеряемых на λ_1 и λ_2 имеют вид:

$$\begin{aligned} I_{g1} &= K(\lambda_1) \cdot N \cdot \Gamma(\lambda_1, E, H) \\ I_{g2} &= K(\lambda_2) \cdot N \cdot \Gamma(\lambda_2, E, H) \end{aligned} \quad (10)$$

В отношении

$$\frac{I_{g1}}{I_{g2}} = K(\lambda_1, \lambda_2) \frac{\Gamma(\lambda_1, E, H)}{\Gamma(\lambda_2, E, H)} \quad (11)$$

отсутствует N , следовательно нет необходимости измерять ток в накопителе, но зато остался геометрический коэффициент

$$K(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{K(\lambda_1)}{K(\lambda_2)} = K$$

Подставляя в (11) выражение (1), справедливо при $\gamma_{1,2} \gg 1$ и логарифмируя, получим:

$$\ln \left(\frac{I_{g1}}{I_{g2}} \right) \approx \ln K + \frac{a}{E^2 H} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \quad (12)$$

Из (12) получаем формулу для оценки погрешности измерения энергии:

$$\left(\frac{\delta E}{E} \right)_{\text{адс}} = \left(\frac{\delta E}{E} \right)_{\text{отн}} + \left(\frac{\delta E}{E} \right)_{\text{сист.}} \quad (13)$$

где

$$\left(\frac{\delta E}{E} \right)_{\text{сист.}} = \frac{1}{2\gamma_1(1-\lambda_1/\lambda_2)} \cdot \frac{\delta K}{K} \quad (14)$$

- систематическая ошибка в определении абсолютной энергии,

$$\left(\frac{\delta E}{E} \right)_{\text{отн}} = \frac{1}{\gamma_1(1-\lambda_1/\lambda_2)} \cdot \frac{\delta I_g}{I_g} + \frac{1}{2} \frac{1+\lambda_1/\lambda_2}{1-\lambda_1/\lambda_2} \cdot \frac{\delta \lambda}{\lambda} + \frac{1}{2} \frac{\delta H}{H} \quad (15)$$

- относительная ошибка, т.е. тот относительный экспериментальный разброс в значениях энергии, который будет при данном методе измерения. Коэффициент $K(\lambda_1, \lambda_2)$ можно определить, измерив энергию в какой-либо точке по полю при помощи первого метода или метода, основанного на измерении частоты прецессии спина в магнитном поле. После этого метод измерения на двух длинах волн можно использовать с высокой точностью при измерении относительных уходов энергии. Применение этого метода особенно удобно при необходимости слежения за неконтролируемыми уходами энергии в накопителе во время проведения экспериментов на встречных пучках. Чувствительность метода в случае ВЭШ-3 можно оценить величиной $\delta E/E \sim 1,7 \cdot 10^{-4}$.

6. Замечание

Необходимо сделать два замечания, которые в равной мере относятся к практическому применению обоих методов измерения энергии с использованием СИ.

При проведении экспериментов на выпущенном в атмосферу пучке СИ необходимо контролировать постоянство коэффициента $K(\lambda)$, который зависит от: а) изменений температуры воздуха (а, следовательно, плотности воздуха $\rho \sim T^{-1}$); б) смещений пучка СИ на выходной фольге канала СИ в процессе изменения энергии, так как пропускная способность фольги может зависеть от координаты и изменяться из-за окисления под действием пучка СИ. Кроме того, необходима хорошая защита детектора от фона, определяемого рассеянным излучением от пучка СИ на участке между выходным окном канала СИ и кристалл - монохроматором.

II. Новый метод измерения радиационной поляризации электронов в накопителе, использующий спектральные особенности синхротронного излучения

В настоящее время единственным практически реализованным методом независимого измерения поляризации пучков в накопителе является метод, основанный на регистрации эффектов внутреннего рассеяния частиц в ступке (ЭВР) ^{/4,5/}. Но эффективность регистрации ЭВР резко падает с энергией частиц ($\sim \gamma^{-7}$) и для всех строящихся накопителей (ВЭШ-4, CERN, FER, PETRA) возможность использования ЭВР для измерения поляризации полностью отсутствует. Теоретически возможны другие способы измерения поляризации. Это измерение поляризации по комптоновскому рассеянию и рассеянию на поляризованной мишени. Эти способы подробно рассмотрены в ^{/5/}. При их реализации возникают большие практические трудности и требуется учитывать особенности этих методов уже при проектировании накопителей. Кроме этого эффективность всех методов измерения поляризации, основанных на измерении сечений взаимодействия частиц, падает с увеличением энергии.

Предлагаемый метод измерения поляризации свободен от этих недостатков. Его эффективность растёт линейно с энергией, а для его практической реализации требуется только наличие канала СИ, который имеют все действующие накопители, на которых этот метод уже можно использовать (ВЭШ-3, SPEAR) и, очевидно, его наличие предусмотрено на всех строящихся накопителях.

Предлагаемый метод измерения поляризации состоит в регистрации зависящей от поляризации электрона поправки к синхротронному излучению с учётом особенностей её спектрального поведения. Приведём выражение для полной (т.е. проинтегрированной по углам и длинам волн) интенсивности излучения поперечно поляризованных электронов с энергией $E = m_0 c^2 \gamma$, которые движутся в однородном магнитном поле H , перпендикулярном скорости электронов, по окружности с радиусом R . Для интенсивности излучения, линейно поляризованного в плоскости орбиты, без переворота спина, имеем ^{/6/}:

$$W_{\sigma} = W_{\text{кл}} \left\{ \frac{7}{8} - \left(\frac{25\sqrt{3}}{12} + \xi \right) \chi + \left(\frac{335}{18} + \frac{245\sqrt{3}}{48} \xi \right) \chi^2 \right\}$$

где $W_{\text{кл}} = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^4$, $\chi = \frac{3}{2} \frac{\hbar}{m_0 c} \frac{\gamma^2}{R}$ - параметр малости по которому ведётся разложение, характеризует направление поляризации электрона, например, $\xi = +1$, когда спин направлен по полю. Для интенсивности излучения, линейно поляризованного перпендикулярно плоскости орбиты, без переворота спина, имеем ^{/6/}:

$$W_{\pi} = W_{\text{кл}} \left\{ \frac{1}{8} - \frac{5\sqrt{3}}{24} \chi + \frac{52}{18} \chi^2 + \dots \right\}$$

Из этих выражений видно, что полная интенсивность излучения $W = W_{\sigma} + W_{\pi}$ зависит от ориентации спина электрона, так как W_{σ} содержит член $W_{\text{кл}} \cdot \xi \cdot \chi$. Этот член имеет классический аналог и обязан своим происхождением интерференции обычного синхротронного излучения с излучением, связанным с магнитным моментом электрона.

Рассмотрим теперь спектральное поведение излучения без переворота спина поперечно поляризованных электронов. Согласно ^{/3,6/}

$$W_{\sigma} = \gamma^4 \frac{\text{const}}{R^2} \int_0^{\infty} \frac{y F_{\sigma}(y)}{(1 + \chi y)^4} dy$$

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

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

Для $y \gg 1$ асимптотически имеем $\int_y^{\infty} K_{5/3}(x) dx = K_{2/3}(y) = K_{1/3}(y) = \sqrt{\frac{\pi}{2y}} e^{-y}$. Поэтому отношение члена первого порядка по χ , зависящего от ξ , к члену нулевого порядка по χ равно просто $\xi \cdot \chi \cdot y$. Соответственно, для поляризованного и неполяризованного пучков отношение интенсивностей на двух длинах волн $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$ ($\lambda_1 \sim \lambda_c, \lambda_2 \sim \lambda_c/y$) должно отличаться на величину χy (это и есть ожидаемый скачок в измеряемой величине при включении деполаризатора).

Для ВЭШ-3 имеем $\gamma = 4 \cdot 10^3$ $H = 12$ кГс, $\chi = 1,6 \cdot 10^{-6}$. При токе в накопителе ~ 10 мА ($N_e \sim 10^{10}$) имеется возможность работать при $y \approx 10$, т.к. в этой области длин волн число фотонов после монохроматора с $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-3}$ равно $\sim 10^{11}$ $\frac{\text{фот}}{\text{сек}}$. При этом $\chi y = 1,6 \cdot 10^{-5}$ и необходимая статистика набирается за время ~ 1 сек.

На накопителе ВЭШ-3 опробована следующая схема эксперимента. Пучок синхротронного излучения, выведенный из обычного поворотного магнита при энергии 2 ГэВ разделялся на два. В первом из них с помощью кристалла-монохроматора выделялась длинноволновая часть спектра ($\lambda \sim \lambda_c$). Из второго пучка с помощью фильтра нужной толщины выделялась коротковолновая часть спектра с $\lambda_c/\lambda \geq 10$. Интенсивность каждого пучка измерялась отдельной ионизационной камерой, из сигналов с камер вычиталось опорное напряжение высокостабильных ($\sim 10^{-5}$) источников, результат измерялся точными цифровыми вольтметрами и автоматически вводился в ЭВМ. После статистической обработки (50+100 опросов) результат выводился в графическом и цифровом виде периодически, с интервалом 30 сек в течение 1 часа. (Время поляризации ~ 30 мин.) Кратковременная стабильность отношения сигналов составляла $(2+3) \cdot 10^{-5}$. После этого, не прекращая измерения, включалась на несколько минут резонансная деполаризация. В пробном измерении достоверного результата получено не было, так как нестабильность измеряемой величины была больше ожидаемого эффекта. Основной вклад в нестабильность вносило изменение коэффициента поглощения γ -квантов в атмосфере за счёт изменения температуры воздуха, состава воздуха и т.д. В дальнейшем экспериментальная аппаратура будет термостатирована, эксперименты будут проводиться в вакуумном объёме или гелиевой атмосфере, что позволит исключить такого рода нестабильности.

На накопителе ВЭШ-3 эффект может быть увеличен до ощутимых величин $\sim 10^{-4}$ постановкой сверхпроводящего магнита 40 кГс и возможностью регистрировать фотоны с $\lambda_c/\lambda \sim 15$. Величина $\chi y = \text{const} \cdot y \cdot H \cdot \gamma$ при фиксированном y и H растёт пропорционально γ , поэтому для ВЭШ-4 при $H = 40$ кГс и энергии 7 ГэВ величина $\chi y = 4 \cdot 10^{-4}$, для РЕТРА при $H = 40$ кГс и энергии 19 ГэВ $\chi y \approx 10^{-3}$. Эти величины должны сравнительно легко измеряться, что позволяет надеяться на то, что предложенный метод может стать основным методом измерения поляризации в накопителях большей энергии.

В заключение авторы выражают благодарность Дербеневу Я.С., Кондратенко А.М., Винокурову Н.А., Кушниренко Е.А., Переведенцеву Е.А. за полезные обсуждения, Куперу Э.А., Леденеву А.В. и Мироненке Л.В. за изготовление прецизионной аппаратуры.

Л и т е р а т у р а

1. В.Н. Корчуганов и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 77-9.
2. Я.С. Дербенев и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 76-64.
3. В.Н. Байер и др. "Излучение релятивистского электрона", М., Атомиздат, 1974 г.
4. С.И. Середняков и др. ЖЭТФ 71, 1976, 2025.
5. Байер В.Н., УФН, 105, 1971.
6. Н.М. Тернов и др., ЖЭТФ, 1964, I, 374.

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dH}, \text{кГс}^{-1}$$

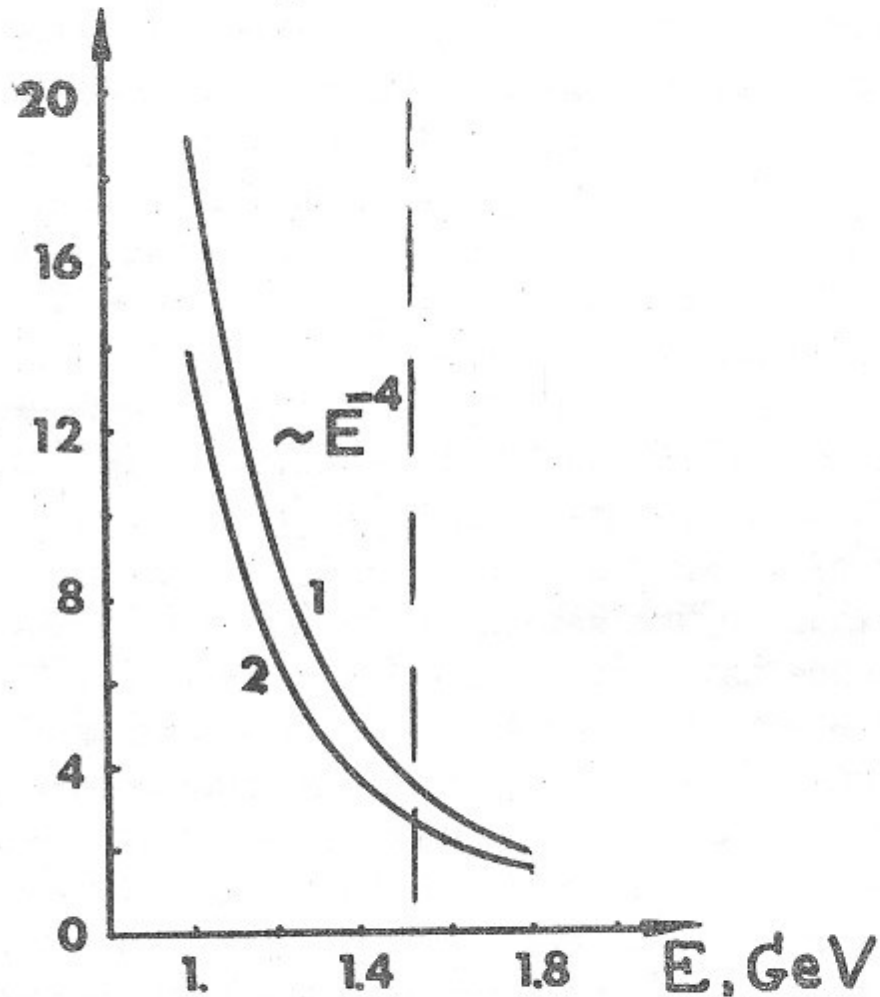


Рис. 1. Зависимость $(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial H})_{\lambda = \text{const}}$ на данной длине волны от энергии
1) $\lambda = 1.38 \text{ \AA}$; 2) $\lambda = 1 \text{ \AA}$

$$\frac{1}{I} \cdot \frac{dI}{d\lambda}, \text{\AA}^{-1}$$

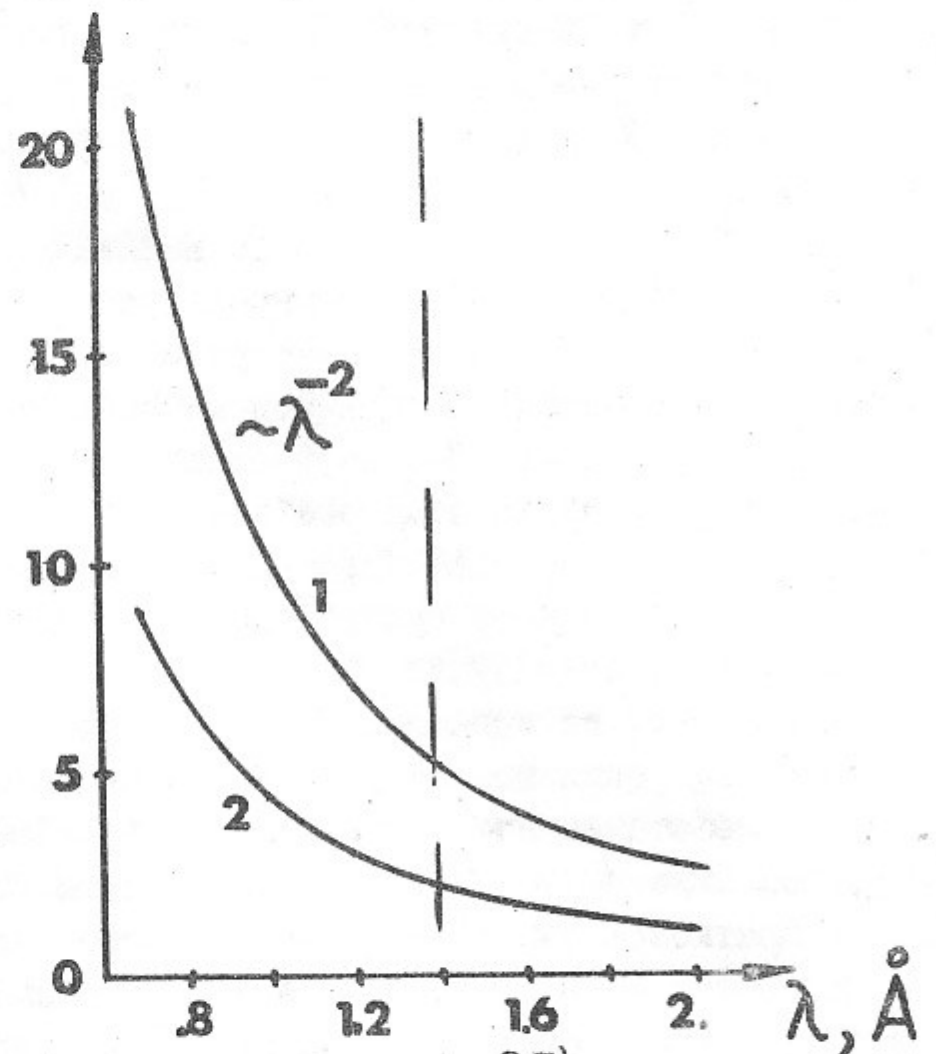
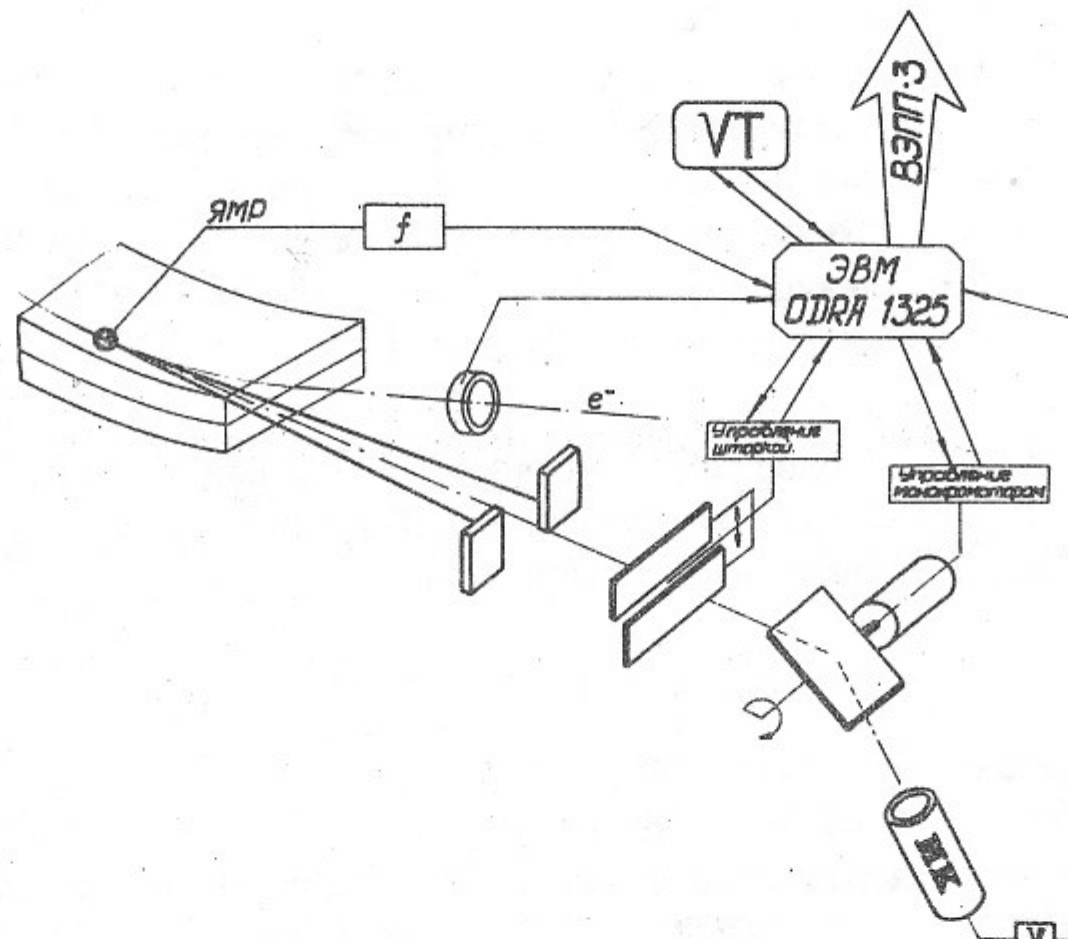


Рис. 2. Зависимость $(\frac{1}{I} \cdot \frac{\partial I}{\partial \lambda})_{E, H = \text{const}}$ на данной энергии от длины волны. 1) $E = 1.5 \text{ ГэВ}$; 2) $E = 2 \text{ ГэВ}$.



За. Схема измерения энергии электронов, использующая спектральные особенности синхротронного излучения.

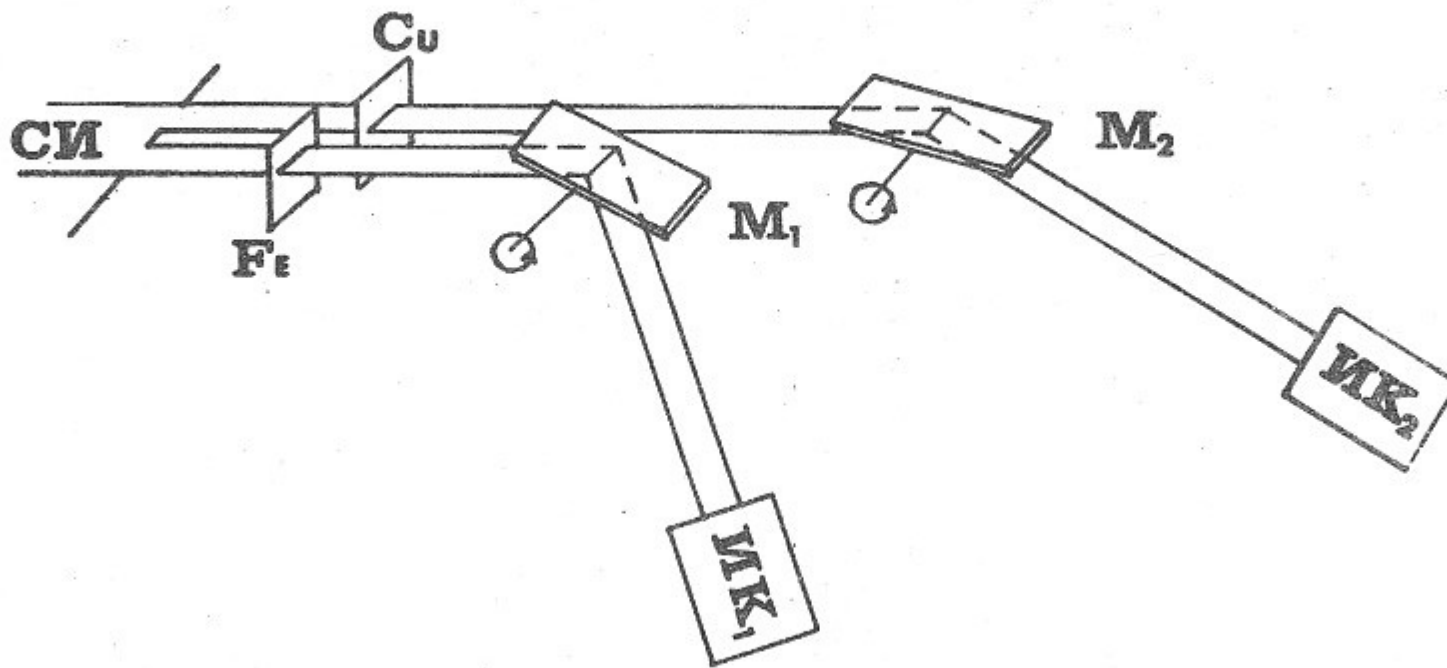


Рис. 36. Схема измерения на двух длинах волн.

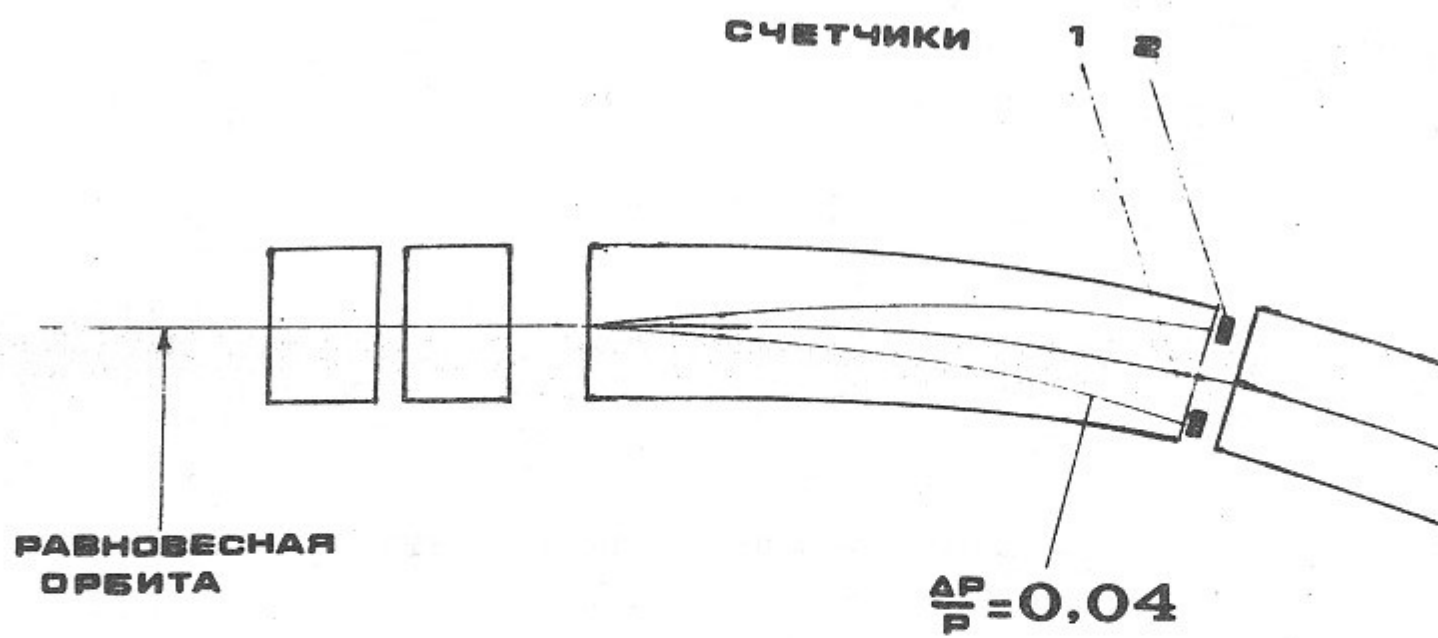


Рис. 4. Схема расположения счетчиков для регистрации электронов, рассеянных внутри сгустков.

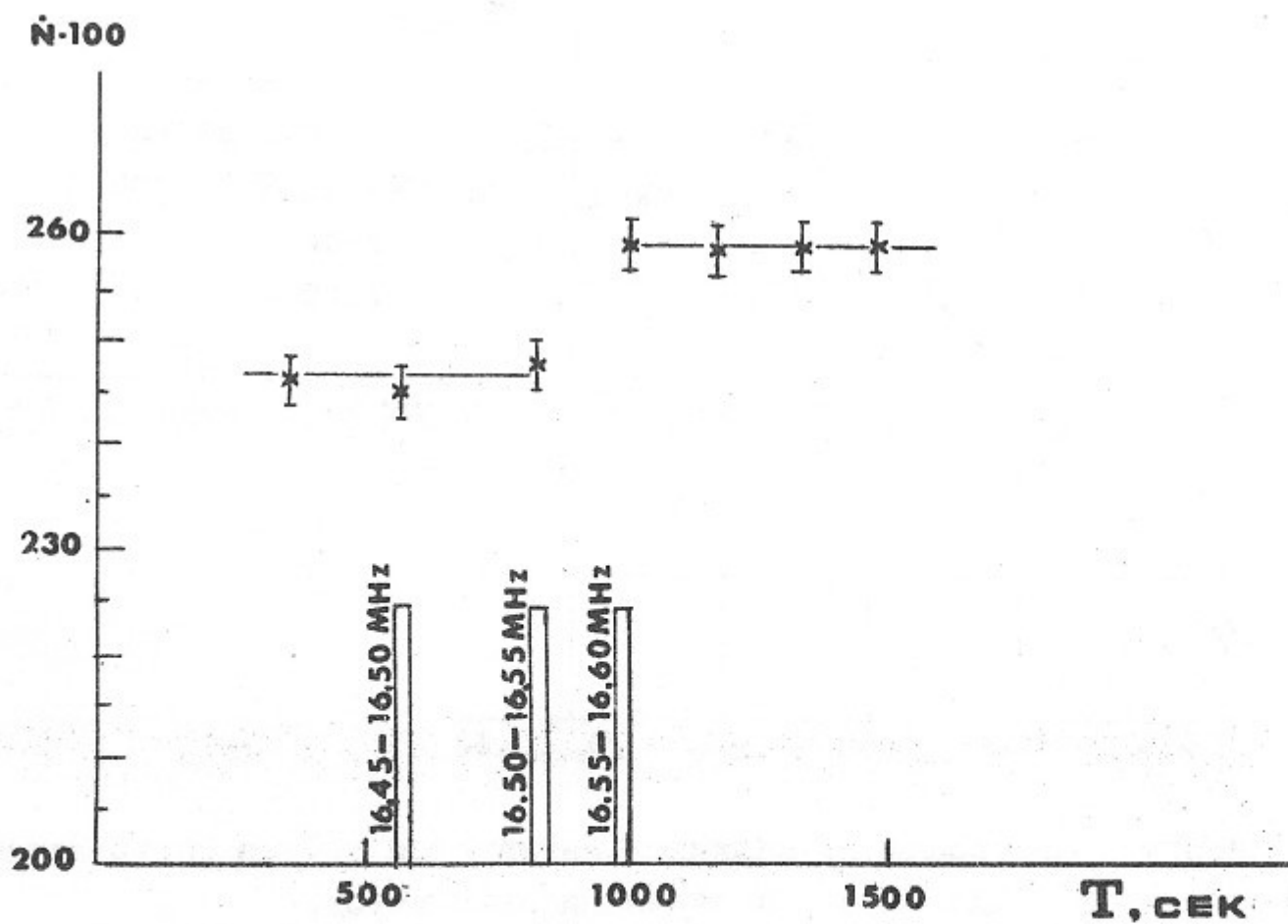


Рис. 5а. Зависимость относительного изменения скорости счёта от частоты деполяризатора с девиацией 50 кГц.

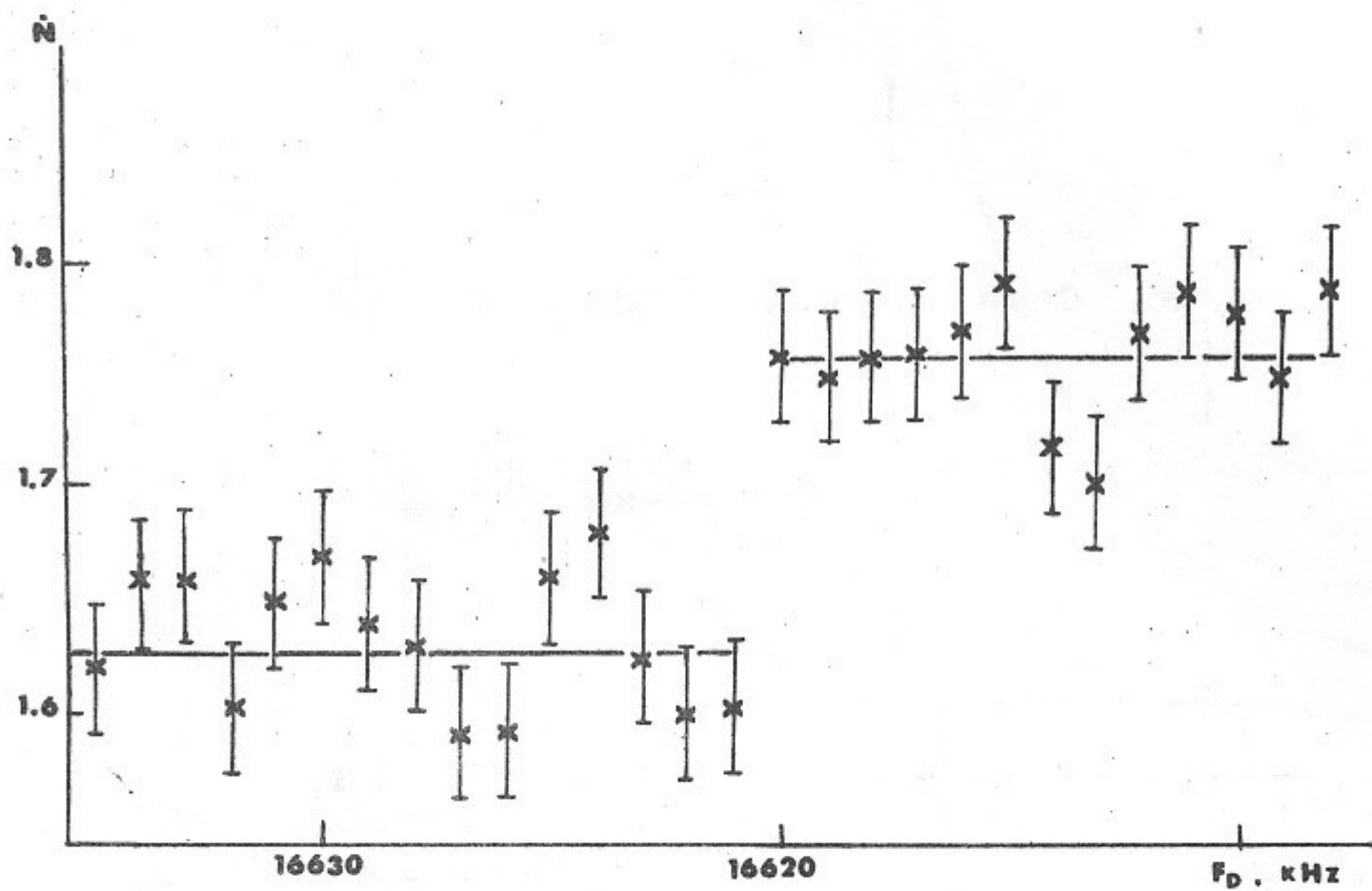


Рис. 5б. Зависимость относительного изменения скорости счёта от частоты деполяризатора с девиацией 1 мГц

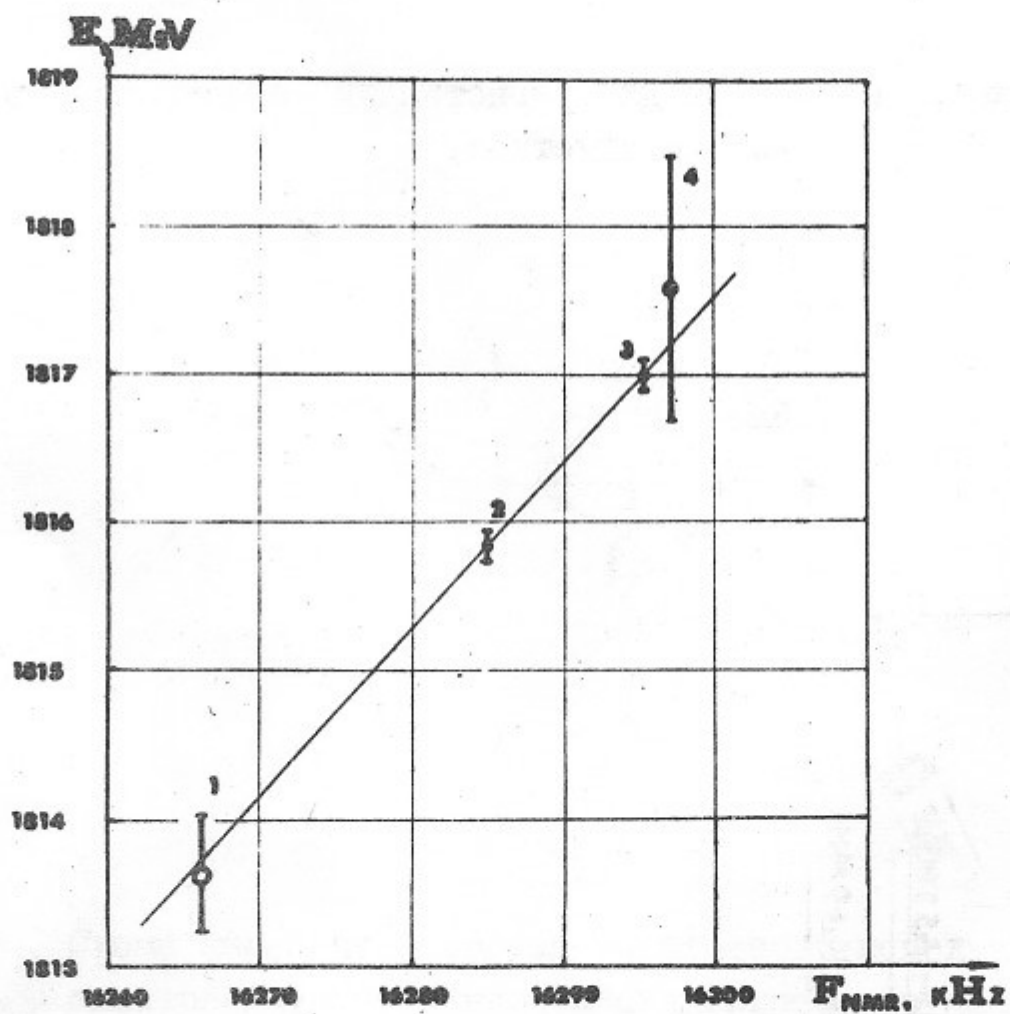


Рис. 6. Зависимость энергии электронов от величины магнитного поля в накопителе, I-СИ-метод, детектор - ИК; 2,3 - поляризационный метод; 4-СИ-метод, детектор ФЭУ.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 7.09.1977г. МН 02988
Усл.1,5 печ.л., учетно-изд.л1,2.
Тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 83

Отпечатано на ротапринтере ИЯФ СО АН СССР