

## ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫЙ ТОРМОЗНОЙ КОГЕРЕНТНЫЙ ЭФФЕКТ НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ СИНХРОТРОНА

Б. Н. КАЛИНИН, В. Н. КУЗЬМИН, А. П. ПРИВЕЗЕНЦЕВ, Ю. И. СЕРТАКОВ,  
В. Д. ХОРУНЖИЙ

(Представлена научным семинаром НИИЯФЭА)

Для экспериментов в физике высоких энергий значительный интерес представляет получение и использование моноэнергетических и поляризованных пучков  $\gamma$ -квантов. Использование таких  $\gamma$ -квантов для реакций фоторождения  $\pi$ -мезонов позволит получить дополнительные сведения о взаимодействиях элементарных частиц. Одним из экспериментов, готовящихся на синхротроне на 1,5 ГэВ НИИ ЯФ ТПИ с целью получения квазимоноэнергетических поляризованных  $\gamma$ -квантов, является исследование тормозного излучения электронов на кристаллических мишенях.

Квазимоноэнергетический характер тормозного излучения на монокристалле можно предсказать из классического рассмотрения процесса. Импульс тормозного излучения можно представить как результат интерференции волн различной частоты [1]. Форма импульса определяется фазовыми соотношениями между составляющими его волнами. Для электрона, движущегося на расстоянии  $z$  над периодическим рядом атомов Фурье, образ ускорения, который определяет спектральный состав импульса, имеет множитель

$$F(\omega) = \frac{\sin \frac{1}{2} N \omega \frac{a}{v}}{\sin \frac{1}{2} \omega \frac{a}{v}}, \quad (1)$$

где  $a$  — расстояние между атомами,  
 $v$  — скорость электрона.

В точках  $\omega_n = 2\pi \frac{v}{a} n$  функция (1) имеет резкие максимумы, следовательно, в спектре тормозного излучения в этих точках будут наблюдаться пики. Точный квантомеханический расчет сечения тормозного излучения на монокристаллах и его поляризации проведен Убераллом [2, 3]. Пусть пучок электронов падает под малым углом  $\Theta$  к кристаллической оси  $\vec{z}$ . Импульсы отдачи ядра, на котором происходит торможение электрона, имеют дискретные значения, кратные векторам обратной решетки. Концы векторов этих импульсов расположены в узкой диско-

вой области (рис. 1). Этот диск перпендикулярен импульсу налетающего электрона, его радиус равен  $mc$ , а толщина равна:

$$\delta = \frac{mc^2}{2E_0} \frac{x}{1-x}, \quad (2)$$

где  $x = \frac{K}{E_0}$ ;

$K$  — энергия тормозного  $\gamma$ -кванта,  
 $E_0$  — энергия начального электрона.

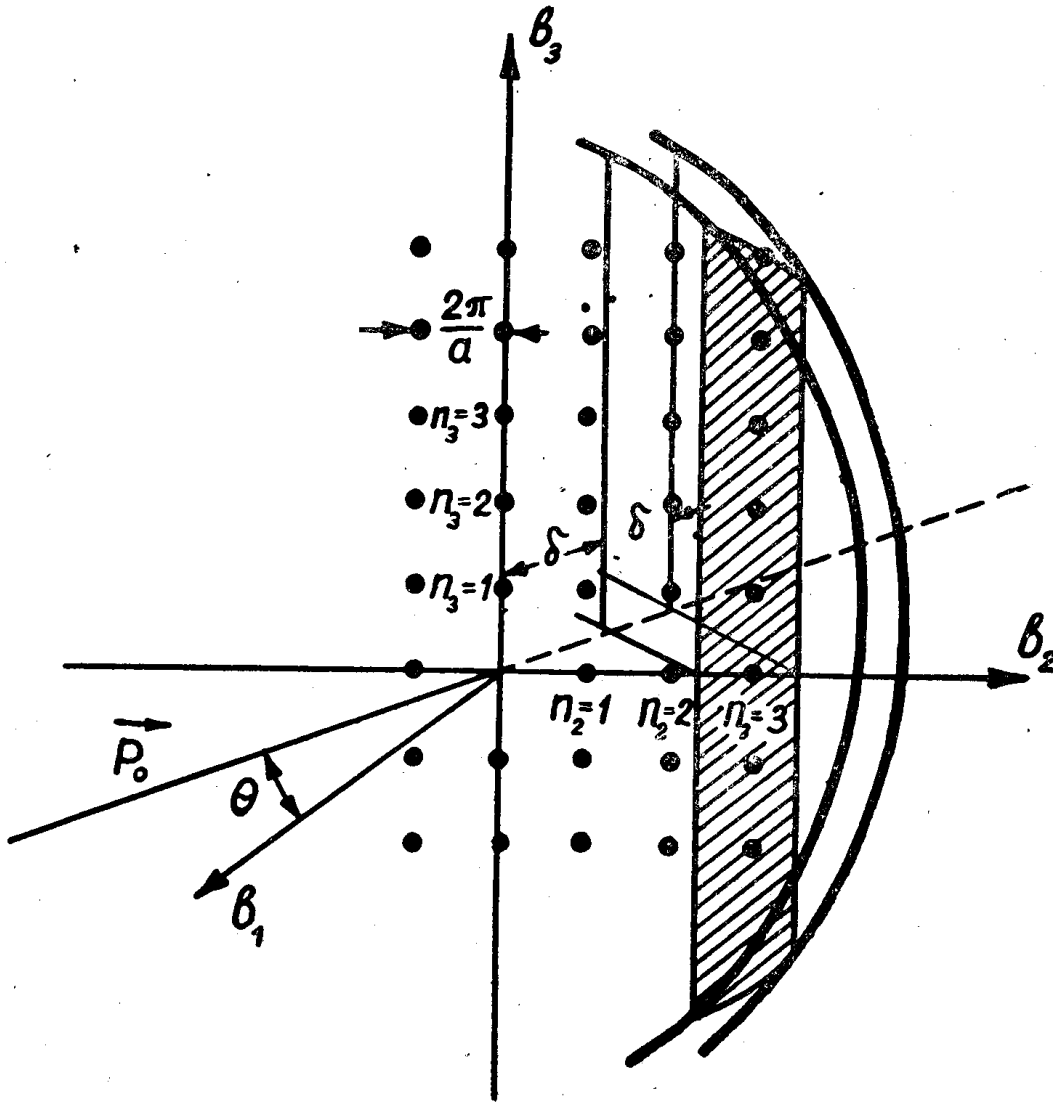


Рис. 1. Кинематическая схема тормозного излучения в обратной решетке.  $\vec{P}_0$  — импульс падающего электрона,  $a$  — постоянная прямой решетки, заштрихованная часть плоскости  $\vec{b}_2\vec{b}_3$  указывает область ее пересечения с диском импульсов. Точки, которые попадают в эту область, дают вклад в сечение тормозного излучения

Диск очень тонкий, и при малых углах  $\Theta$  вклад в сечение дают точки обратной решетки кристаллической плоскости  $\vec{b}_2\vec{b}_3$ . При изменении  $x$  изменяется количество точек, дающих вклад в сечение тормозного излучения. Такого же эффекта можно добиться изменением угла  $\Theta$ . Таким

образом, спектр тормозного излучения имеет ряд квазимоноэнергетических пиков. Из формулы (2) нетрудно найти значения  $x$ , при которых будут наблюдаться максимумы:

$$x_m = \frac{1}{1 + \left\{ \frac{amc^2}{4\pi n_2 \Theta E_0} \right\}}. \quad (3)$$

Смысл буквенных обозначений формулы (3) виден из рис. 1. Наиболее резкие пики будут наблюдаться в низкоэнергетической части спектра  $n_2 = 1, 2$ . Использование кристалла позволяет получить интенсивные тормозные пучки с высокой степенью поляризации. Как известно, поляризованные  $\gamma$ -кванты можно получать путем выделения по углу части спектра обычного тормозного излучения, однако, многократное рассеяние электронов в поликристаллических мишенях позволяет использовать лишь тонкие мишени, что снижает интенсивность излучения. Тормозное излучение от монокристалла позволяет использовать полный конус тормозного излучения. Влияние многократного рассеяния в монокристалле мало, поэтому можно использовать более толстые мишени и не требуется большой коллимации  $\gamma$ -пучка. Для получения квазимоноэнергетического спектра выбирают монокристаллы из материалов с высокой температурой Дебая и низким  $Z$ . Для таких кристаллов среднеквадратичное отклонение атомов в результате тепловых колебаний невелико, и обусловленное ими размывание интерференционной картины незначительно. Наиболее подходящим материалом с этой точки зрения является алмаз. На рис. 2 приведены результаты расчетов значений  $x_m$  в зависимости от  $\Theta E_0$  и величины скачка интенсивности в спектре  $\Delta I$  в зависимости от  $x_m$  для кристаллов алмаза и кремния. Расчет производился по методике, предложенной Лутцом и др. [4]. Вычисления были сделаны на электронно-счетной машине М-20. Функция экранирования ядра при расчетах выбиралась в виде

$$F(q) = \frac{1}{1 + q^2 (111Z^{-1/3})^2}, \quad (4)$$

где  $q$  — момент, переданный ядру,  
 $Z$  — заряд ядра.

Из кривых (рис. 2) для величины пика интенсивности видно, что наиболее просто выделить квазимоноэнергетическую часть спектра для малых  $x$ . При постоянной энергии начального электрона это соответствует малым углам  $\Theta$ . Температура Дебая у алмаза выше, чем у кремния, поэтому, как нетрудно видеть из кривых рис. 2, величина пиков интенсивности у алмаза выше. Схема экспериментальной установки по получению моноэнергетических и поляризованных  $\gamma$ -квантов на синхротроне ТПИ «Сириус» представлена на рис. 3. Кристалл алмаза или кремния помещается на внутренней стороне вакуумной камеры синхротрона. Сброс электронов на мишень-кристалл осуществляется выключением высокочастотного ускоряющего напряжения ускорителя. В первых экспериментах предполагается использовать монокристалл кремния с оптически обработанными поверхностями прямоугольной формы  $15 \times 15 \times 0,25$  мм<sup>3</sup>, вырезанный вдоль плоскости (110). Плоскость (110) совпадает с большой гранью кристалла с точностью  $\pm 5$  минут. В дальнейшем будет использован алмаз размерами  $5 \times 10 \times 2$  мм<sup>3</sup> также с плоскостью (110) вдоль большой грани.

Поворот кристалла вокруг двух взаимноперпендикулярных осей осуществляется с помощью гониометра. На рис. 4 представлена кинематическая схема гониометра, сконструированного и изготовленного в

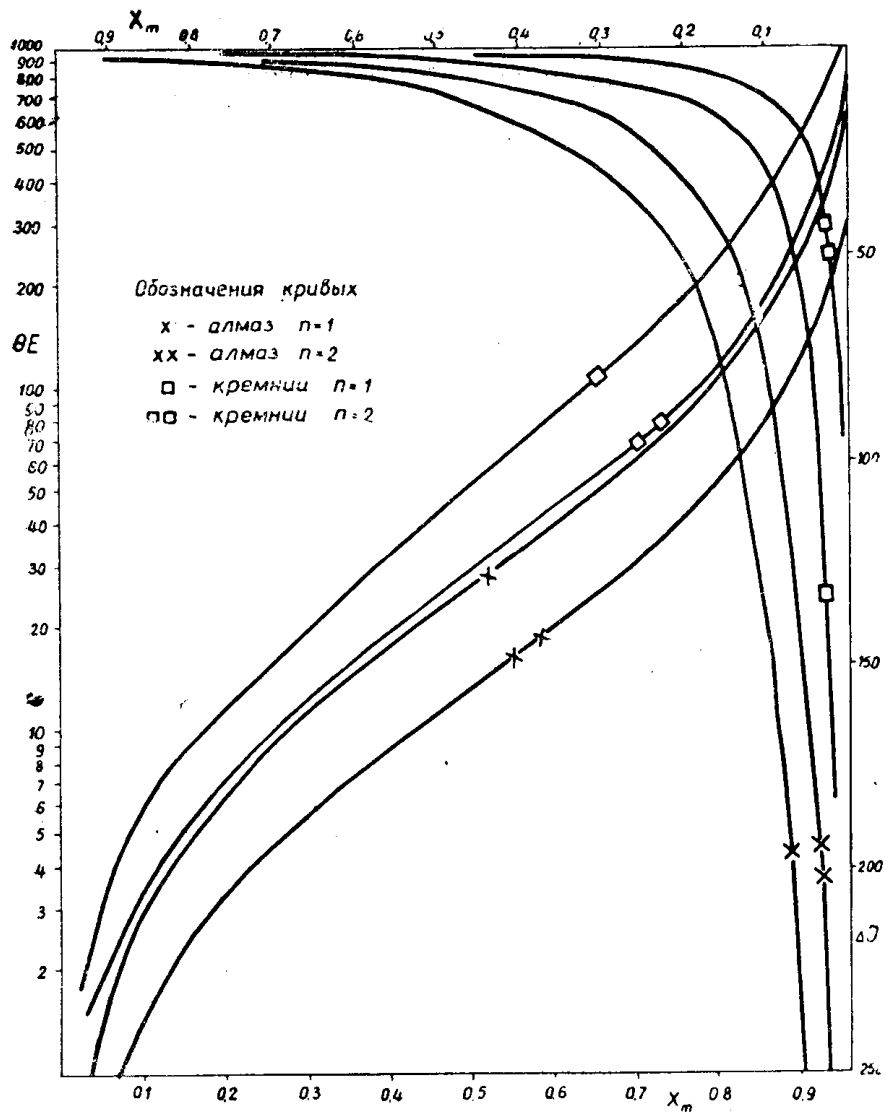


Рис. 2. Зависимость  $x_m$  от величины  $E_0$  и высота пика интенсивности  $\Delta I$  над непрерывной частью спектра в зависимости от  $x_m$

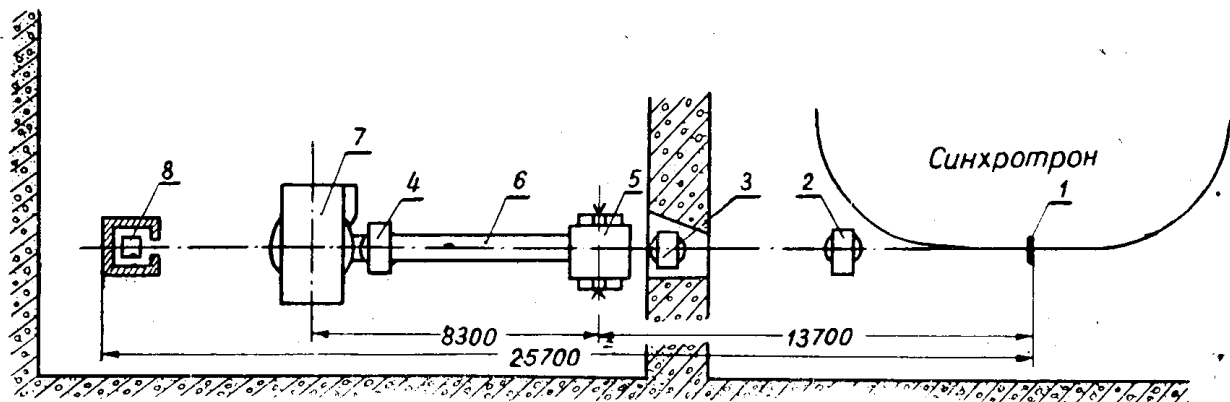


Рис. 3. Схема эксперимента: 1—гониометр с кристаллом, 2, 3, 4—коллиматоры, 5—очищающий магнит типа СП-58-Б, 6—вакуумная труба, 7—парный магнитный гамма-спектрометр, 8—квантометр

НИИЯФ. Гониометр позволяет поворачивать кристалл вокруг горизонтальной оси  $\Theta_v$  в пределах  $\pm 2,5^\circ$ , вокруг вертикальной оси  $\Theta_h \pm 45^\circ$ . Разрешение не хуже 10 сек. В данной конструкции гониометра для обеспечения высокой точности поворота кристалла использованы высокоточные измерительные приборы: микрометр 15 и теодолитный лимб 9.

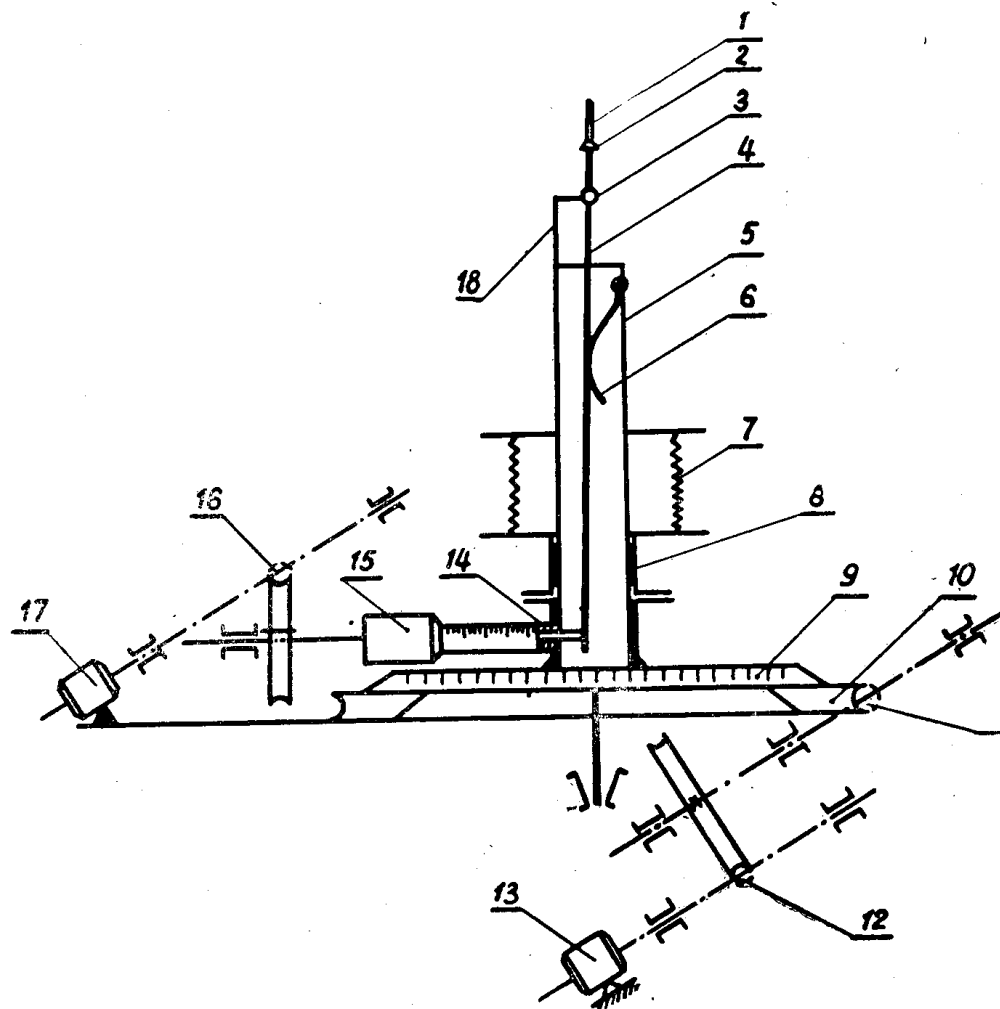


Рис. 4. Кинематическая схема гониометра: 1 — кристалл, 2 — кристаллодержатель, 3 — шарнир, 4 — штанга, 5 — труба, 6 — пружина, 7 — сильфонный переход, 8 — вакуумное уплотнение, 9 — лимб, 10 — червячный венец, 11—12 — червячные пары, 13 — сельсин, 14 — вакуумное уплотнение, 15 — микрометр, 16 — червячный редуктор, 17 — сельсин, 18 — кронштейн.

Кристалл 1 устанавливается в кристаллодержателе 2, который жестко связан со штангой 4. В свою очередь штанга 4 шарниром связана с кронштейном 18, жестко укрепленным на трубе 5. Труба 5 имеет жесткую связь с теодолитным лимбом 9, к которому прикреплен червячный венец 10. Теодолитный лимб 9 имеет возможность поворачиваться на упорном подшипнике скольжения. Вращение лимбу передается через двухступенчатый червячный редуктор с передаточным числом  $i=2015$ . Вместе с лимбом поворачиваются жестко связанные с ним труба 5, штанга 4 и кристаллодержатель с кристаллом 1. Угол поворота  $\Theta_h$  отсчитывается по шкале лимба с помощью окуляра, укрепленного на основании гониометра. Поворот кристалла вокруг горизонтальной

оси осуществляется микрометрическим винтом микрометра 15. Микрометрический винт толкает нижний конец штанги 4 и тем самым поворачивает ее вокруг шарнира 3. Угол поворота  $\Theta_v$  отсчитывается по шкале микрометра. Надежное прилегание штанги к микрометрическому винту обеспечивает пружина 6. Вращение микрометрического винта осуществляется через одноступенчатый червячный редуктор 16 с передаточным числом  $i=60$ . Червячное колесо редуктора 16 соединено с микрометром 15 с помощью направляющей скользящей шпонки. Соединение гониометра с вакуумной камерой синхротрона осуществляется через сильфонный переход 7.

Необходимое рабочее давление в камере поддерживают вакуумные уплотнения 8 и 14. Весь гониометр располагается на столике (на рис. не указан), который сконструирован таким образом, что позволяет перемещать гониометр по вертикали (вверх—вниз) для установки кристалла в рабочее положение. Управление гониометра осуществляется дистанционно с помощью сельсинных пар. Для исследования поляризации тормозного излучения будет применен гониометр, позволяющий поворачивать кристалл и в его плоскости на  $90^\circ$ .

Для очистки  $\gamma$ -пучка от заряженных частиц применяется магнит типа СП-58 Б с воздушным зазором 50 мм и полем в зазоре 30 кГс. Расстояние от очищающего магнита до спектрометра 8300 мм было выбрано так, чтобы электроны с энергией 1,5 ГэВ не попадали в окно спектрометра. От очищающего магнита до спектрометра  $\gamma$ -пучок проходит в вакуумной трубе. Коллиматоры представляют собой свинцовые блоки длиной 50 см с отверстиями 5, 10, 50 мм.

Спектр тормозного когерентного излучения измеряется 5-канальным парным магнитным  $\gamma$ -спектрометром со следующими характеристиками: 1) энергетическое разрешение при энергии 0,1 ГэВ 4—5% и при максимальной энергии — 1,5 ГэВ 1—2%; 2) эффективность одного энергетического канала (1—2)  $\cdot 10^{-6}$  при толщине алюминиевого конвертора  $5 \cdot 10^{-3}$  радиационной длины. В качестве анализирующего магнита спектрометра используется магнит типа СП-57-А-1 со специально изготовленными треугольными полосами. При воздушном зазоре 80 мм максимальная величина магнитного поля составляет 16 кэ.

Треугольные полюса применены для обеспечения фокусировки электронов и получения максимальной эффективности. В качестве детекторов электронно-позитронных пар используются 3 пары спинтиллиационных датчиков. Разрешающее время схемы двойных совпадений  $(5-7 \cdot 10^{-9} \text{ сек.})$ . Регистрирующая аппаратура

выполнена на туннельных диодах, транзисторах в лавинном режиме, детекторах ОГ-3, ОГ-4, и индикаторных приборах типа ИН-1. Спектрометр имеет воздушную камеру с давлением 0,1—0,2 тор.

Энергия пучка измеряется квантометром типа Вильсона [5]. Он состоит из 12 медных пластин толщиной 1 см с зазором 1 и 2 мм с воздушным наполнением. Постоянная квантометра при заполнении его воздухом равна  $7,79 \cdot 10^{18} \text{ мэВ/кулон}$ .

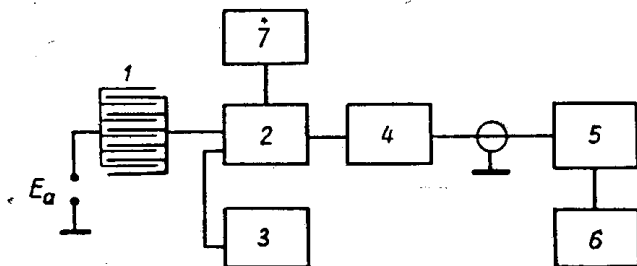


Рис. 5. Блок-схема регистрации ионизационного тока квантометра:  $E_a$ —источник питания квантометра, 1—квантометр, 2—интегратор, 3—калибратор интегратора, 4—катодный повторитель, 5—блок обработки информации, 6—счетчик доз

Блок-схема регистрации ионизационного тока квантометра представлена на рис. 5. В качестве интегратора применен преобразователь ток-частота с длительностью импульса 2 мксек. Погрешность схемы регистрации 0,5%.

Детальное изложение результатов эксперимента будет опубликовано в дальнейшем.

В заключение авторы благодарят инженера ТГУ Н. Е. Яковлева за помощь в проведении численных вычислений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. Письма ЖЭТФ 4, 426 (1966).
  2. H. Uberall. Phys. Rev. 103, 1055 (1956).
  3. H. Uberall. Phys. Rev. 107, 223 (1957).
  4. G. Bologna, G. Lutz, H. Schulz, U. Timm, W. Zimmerman. Nuovo Cimento, X4, PA 42168 (1966).
  5. R. Wilson. Nucl. Instruments. 1, 101 (1957).
-