

3-895

ИЗДАНИЕ, 1975, 707, вып. 2, с. 275-285. 18/1к-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3185/2-72

P1 - 6552



В.П.Зрелов, П.Павлович, П.Шулек

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

"ИГОЛЬЧАТОЕ" ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
В КРИСТАЛЛЕ СЕГНЕТОВОЙ СОЛИ

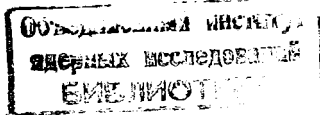
1972

P1 - 6552

В.П.Зрелов, П.Павлович, П.Шулек

"ИГОЛЬЧАТОЕ" ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
В КРИСТАЛЛЕ СЕГНЕТОВОЙ СОЛИ

Направлено в ЖЭТФ



Введение

Немногочисленные экспериментальные исследования свойств излучения Вавилова-Черенкова в анизотропных средах^{/1-3/} относились лишь к кристаллам, оптические свойства которых можно было характеризовать такими макроскопическими параметрами, как показатель преломления.

Однако в кристаллах со структурами, имеющими размеры $a \sim \lambda$ длины волны излучения Вавилова-Черенкова в оптическом диапазоне, можно пытаться обнаружить влияние этих структур на свойства направленности или поляризационные свойства излучения.

Для этих целей были выбраны полидоменные кристаллы сегнетовой соли $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ /двойной тартрат тетрагидрата/. Доменная структура этого кристалла сохраняется в диапазоне температур от верхней точки Кюри-Вейсса ($t = +24^\circ C$) до нижней ($t = -18^\circ C$).

Домены в кристалле сегнетовой соли /далее везде КСС/ представляют собой особые области спонтанной поляризации \vec{P} , направленной вдоль или против малой биссектрисы - оси Z , как показано, например, на рис. 1 /ось Z перпендикулярна плоскости рисунка/. Ширина доменов колеблется в пределах от 0,005 до 0,02 мм, а ширина доменной стенки составляет около двух периодов атомной решетки. При $t = 20^\circ C$ доменные стенки имеют толщину $\sim 43 \text{ \AA}$.

Если частица движется вдоль оси Z КСС со скоростью, превышающей порог возникновения излучения Вавилова-Черенкова, она должна когерентным образом возбуждать диполи, ориентированные вдоль или против скорости частицы. Это может, в принципе, привести к возникновению остронаправленного дипольного, квадрупольного или даже мультипольного излучения Вавилова-Черенкова /как электрического, так и магнитного типов/, которые можно определять по характерной поляризации излучения и угловому распределению.

В случае экспериментального обнаружения связи определенно-го типа элементарных излучателей, имеющих в среде, со свойствами излучения Вавилова-Черенкова можно было бы говорить о том, что частица является лишь вынуждающим фактором, обеспечивающим когерентность излучения /за исключением квантовых эффектов/, а свойства излучения целиком определяются средой.

В изотропной среде на адекватность замены в теории излучения Вавилова-Черенкова тока, обусловленного движущейся частицей, системой неподвижных диполей указывал в свое время Франк /4/. Проблема определения природы элементарных излучателей по поляризации люминесцентного излучения тщательно анализировалась и изучалась Вавиловым /5/ и его школой физиков .

Аналогичная ситуация в принципе должна иметь место и для излучения Вавилова-Черенкова, возбуждаемого в кристаллах с упорядоченными электрическими или магнитными структурами размером $a \approx \lambda$ длины волны испускаемого излучения.

Ниже излагаются опыты по проверке свойств направленности, поляризации и азимутального распределения излучения Вавилова-Черенкова в двух КСС с различной ориентацией доменов.

Одна пластинка сегнетовой соли была Z-среза /1/, вторая Y-среза /II/ с расположением доменов, показанным на рис.2а. Изменение направления вектора поляризации \vec{P} при переходе от домена "а" к соседнему домену "b" через доменную стенку "с" показано на рис. 2б/.

Главные показатели преломления двухосного КСС имеют /при $t = 21,3^\circ \text{C}$ / согласно /6/ величины, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	n_1	n_2	n_3
4554,2	1,49906	1,50062	1,50504
4934,2	1,49565	1,49734	1,50154
5535,7	1,49170	1,49348	1,49721
5853,9	1,49001	1,49183	1,49540
6141,9	1,48878	1,49056	1,49430
6497	1,48743	1,48920	1,49280

Угол между бинормальями β , вычисленный по формуле $\text{tg } \beta = \sqrt{\frac{\epsilon_3(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_1(\epsilon_3 - \epsilon_2)}}$ для $\lambda = 6497 \text{ Å} / 2\beta = 70^\circ 13' /$, находится в согласии с измерениями /7/ $/ 2\beta = 2V /$.

1. Условия эксперимента

Схема эксперимента была та же, что и при исследовании свойств излучения Вавилова-Черенкова в других кристаллах^{/1,2/} /см. также рис. 9/.

В опыте использовались кристаллы сегнетовой соли в виде плоскопараллельных пластинок толщиной 5 мм. Плотность КСС $\rho_{\text{КСС}}$ согласно^{/6/} равна 1,766 г/см³. При $Z = 9,14$ ионизационные потери протонов 660 Мэв в сегнетовой соли $\Delta E / \Delta x = 2,12 \text{ Мэв см}^2 / \text{г}^{1/8}$, а радиационная длина $\lambda_0 = 33 \text{ г/см}^2$. Энергия протонов в центре пластинок кристалла была равна 662 Мэв, чему соответствовала скорость $\beta = 0,810065$, а в линзе $\bar{\beta}_\lambda = 0,8094 / n_D = 1,512 \pm 0,001$ для $\lambda = 5893 \text{ \AA}$. Излучение регистрировалось на цветной негативной пленке "Orwocolor" 16 DIN. Для получения нормального негативного изображения требовался полный поток протонов $\sim 10^{11}$.

2. Результаты опытов

Опыт 1. Протоны со скоростью $\beta = 0,81$ проходили через пластинку КСС Z-среза, т.е. вдоль оси X_3 /малой биссектрисы/. В этом случае получилась фотография, приведенная на рис. За/черно-белый отпечаток/. На фотографии сплошное кольцо - это излучение от кристалла сегнетовой соли, наружное - реперное кольцо от линзы. Теоретические распределения излучения волн $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ ^{x/} для случая движения протонов вдоль малой биссектрисы, рассчитанные по формулам Музикаржа^{/2/} и Обдржалаека^{/9/}, приведены на рис. 3б/.

Как показывают расчеты, сумма распределений $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ имеет почти равномерную зависимость от угла ϕ .

Так, для $\lambda = 6497 \text{ \AA}$ при $\phi = 0$ $(F_+ + F_-) = 0,049479$, а при $\phi = 90^\circ$ $(F_+ + F_-) = 0,049772$, т.е. неравномерность $(F_+ + F_-)$

по ϕ не превосходит 0,6%.

^{x/} $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ представляют собой азимутальные распределения излучения Вавилова-Черенкова в двухосном кристалле необыкновенных волн с взаимно перпендикулярной поляризацией.

При пропускании излучения Вавилова - Черенкова, возникающего при прохождении протонов вдоль оси X_3 , через поляририд, ориентированный вдоль оси X_2 , волны F_+ при 90° должны пройти /без учета поглощения/ полностью, а при $\phi = 0^\circ$ волны F_- исчезнут. Результат такого опыта с поляриридом показан на рис. 4а/. Из этой фотографии видно, что излучение волн $F^{\Rightarrow}(\phi)$ равномерно по ϕ от X_2 и почти вплоть до оси X_1 . Вблизи же оси X_1 волны $F^{\Rightarrow}(\phi)$ резко исчезают.

Экспериментальная зависимость $F(\phi)$, полученная фотометрированием цветных негативных изображений, приведена на рис. 4б/. На этом же рисунке показаны расчетные зависимости интенсивностей излучения $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$, пропущенного через поляририд, т.е. зависимости $F_+(\phi) \cos^2 \alpha$, $F_-(\phi) \cos^2 \alpha$ и $(F_+ + F_-) \cos^2 \alpha$, где

$$\alpha = \arctg \frac{E_1(\phi)}{E_2(\phi)} \quad \text{и } E_1, E_2 - \text{компоненты электрических век-}$$

торов вдоль осей X_1 и X_2 соответственно. Как видно, экспериментальная и расчетная зависимости $F(\phi)$ довольно хорошо совпадают в широком диапазоне ϕ .

Однако экспериментальная зависимость $F^{\Rightarrow}(\phi)$ при $\phi = 0^\circ$ не падает до нуля, как это должно иметь место согласно расчетам /см. рис. 4в//, а составляет около $15+25\%$ от $F(\phi)$ при $\phi = 90^\circ$.

Фотометрическая кривая распределения волн $F(\phi)$ /пропущенных через поляририд, ориентированный вдоль оси X_2 /вблизи оси X_1 показана на рис. 5а/, из которого видно, что резкое изменение $F(\phi)$ при $\phi \approx 0$ происходит в диапазоне $\Delta\phi = \pm 1,6^\circ$. При фотометрировании участка "щели" вдоль оси X_1 /по "щели"/ получилась кривая, приведенная на рис. 5б/, которая имеет вид пика с полной шириной на полувысоте $\Delta\theta = 0,5^\circ$. /Фотометрические кривые, измеренные вдоль "щелей" по обе стороны диаметра кольца излучения при $\phi = 0^\circ$ и $\phi = 180^\circ$, имеют похожий, но различный вид, что может быть связано с прохождением протонов в кристалле не точно вдоль оси X_3 /.

При повороте поляририда на 90° /пропускается излучение с направлением электрического вектора вдоль оси X_1 /получился результат, показанный на рис. 6а/. Наружные "дуги" - это излучение Вавилова - Черенкова от линзы, внутренние - излучение от кристалла сегнетовой соли. Распределение интенсивности этих волн, кроме плавного изменения зависимости $F(\phi)$ вблизи оси X_1 в пределах $\Delta\phi \approx \pm 1,5^\circ$, имеет некоторую особенность: она увеличена в двух

точках с максимумами при $\phi = 0$ и $\phi = 180^\circ$. На рис. 66/ приведены расчетные распределения волн $F_+(\phi) \cos^2 \beta$, $F_-(\phi) \cos^2 \beta$ и $(F_+(\phi) + F_-(\phi)) \cos^2 \beta$ / где $\operatorname{tg} \beta = \frac{E_2}{E_1}$ / и экспериментальные

точки, полученные фотометрированием негативного изображения. Привязка экспериментальных точек к расчетной зависимости производилась в точке $\phi = 10^\circ$. В широком диапазоне углов ϕ от 90° до 10° имеется удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных. Однако такого значительного увеличения интенсивности волн $(F_+(\phi) + F_-(\phi)) \cos^2 \beta$ вблизи $\phi = 0^\circ$ не наблюдается. По-видимому, это связано с тем, что реальный пучок частиц имеет разброс как по углам, так и энергии, что приводит к размытию острого пика излучения, предсказываемого теорией.

Углы излучения необыкновенных волн θ_+ и θ_- определялись на основании измерения диаметров колец /или "дуг"/ от излучения, зарегистрированного на цветной негативной фотопленке /для $\lambda \sim 6500 \text{ \AA}$ /, в направлении осей X_2 и X_1 . При этом в качестве репера служило кольцо излучения от линзы /процедура расчетов подробно описана в работе /2/ /. Экспериментальные углы $\theta_{+,-}$ совместно с расчетными для $\lambda = 6497 \text{ \AA}$ и $\beta = 0,81$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

ϕ	Расчетные углы для $\lambda = 6497 \text{ \AA}$		Экспериментальные углы	
	θ_+^p	θ_-^p	θ_+^\ominus	θ_-^\ominus
0° /вдоль оси X_1 /	$34^\circ 12,4'$	$33^\circ 58,2'$	-	$33^\circ 57,7'$
90° /вдоль оси X_2 /	$34^\circ 6,7'$	$34^\circ 0,2'$	$33^\circ 59,3'$	-

Углы $\theta_{+,-}^p$ и $\theta_{+,-}^\ominus$ в пределах ошибок измерения углов $\Delta\theta = \pm 10'$ находятся в удовлетворительном согласии.

Совокупность опытов по проверке поляризации волн излучения Вавилова-Черенкова от протонов, движущихся вдоль оси X_3 /вдоль малой биссектрисы/ КСС, показывает, что вблизи оси X_1 имеется локализованная по конусу в пределах $\Delta\phi = \pm 1,6^\circ$ область излучения с преимущественной поляризацией вдоль оси X_1 .

Таким образом, если говорить об излучении волн такой поляризации, то получается, что излучение испускается в виде двух узких пучков света /под углами θ к направлению скорости частицы \vec{v} / в плоскости, проходящей через ось X КСС и \vec{v} . Такое излучение мы назвали "игольчатым" / "Nadelstrahlung" /, позаимствовав его из работы Эйнштейна /10/.

Опыт 2. В этом опыте использовалась пластинка КСС γ -среза /частицы движутся вдоль оси X_2 /. Результат эксперимента для ориентации поляроида вдоль оси X_3 показан на рис. 7а/. На этом же рисунке приведено расчетное распределение волн $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ /рис. 7б/. Экспериментальные и расчетные распределения находятся в качественном согласии. Так, волны $F_+(\phi)$ имеют максимум при $\phi = 0^\circ$ /отсчет от оси X_3 /, а $F_-(\phi)$ - при $\phi = 90^\circ$, т.е. вдоль X_1 .

На фотографии, приведенной на рис. 7а/, как видно, имеется по три "дуги". Наружные дуги - это излучение от двух пластинок с $n_D = 1,564$, между которыми помещался КСС γ -среза для опытов с электрическим полем /см. ниже/.

Расчетные и экспериментальные углы излучения, возникающего в этом случае, находятся в согласии между собой и приведены в табл. 3.

Таблица 3

ϕ	Расчетные углы		Экспериментальные углы	
	θ_+^p	θ_-^p	θ_+^{\exists}	θ_-^{\exists}
0° /вдоль оси X_3 /	$34^\circ 8,5'$	$33^\circ 54,1'$	$34^\circ 1,5 \pm 10'$	-
90° /вдоль оси X_1 /	$34^\circ 12,4'$	$33^\circ 55,8'$	-	$33^\circ 48,7' \pm 10'$

Ввиду отсутствия пластинки КСС X -среза опыт по изучению свойств излучения, возникающего при движении частиц вдоль оси X_1 ,

не производился. Однако расчеты распределений волн $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ были выполнены для случая движения частиц с $\beta=0,81$ вдоль всех осей X_1 , X_2 и X_3 - КСС. На рис. 8 показано расчетное распределение в зависимости от ϕ волн F_+ и F_- , возникающих при движении частиц с $\beta=0,81$ вдоль оси X_1 .

Опыт 3. Поскольку КСС имел полидоменную структуру, то естественно было исследовать свойства излучения Вавилова-Черенкова в условиях, при которых домены исчезают, т.е. при температуре $T > 24^\circ\text{C}$ /выше точки Кюри/ и при наложении электрического поля на кристалл напряженностью $V > 500$ в/см, когда полидоменная структура КСС переходит в монодоменную.

Опыт с электрическим полем, приложенным вдоль осей X_2 и X_3 , и при движении протонов вдоль этих же осей производился по схеме, приведенной на рис. 9. КСС Z-среза /или Y-среза/ помещался между двумя плоскопараллельными пластинками из стекла с $n_D = 1,564 \pm 0,001$ толщиной 1 мм с нанесенным на них тонким полупрозрачным слоем SnO_2 . Одна обкладка слоя SnO_2 заземлялась, а к другой прикладывалось электрическое поле V_+ либо V_- с напряженностью до 2 кв/см. Оптический контакт как КСС со слоями SnO_2 , так и между стеклянной пластинкой и плоскопараболической линзой осуществлялся силиконовой смазкой.

Воздействие температуры /при $t = 32,3^\circ\text{C}$ / на свойства излучения исследовалось только для пластинки Z-среза.

Что касается результатов этих опытов, то следует сказать следующее. Никаких изменений углов излучения θ_+ и θ_- соответственно для волн F_+ и F_- в пределах ошибок измерения углов $\Delta\theta = \pm 10'$ /обнаружено не было.

Однако распределение интенсивности излучения, возникающего при прохождении протонов вдоль оси X_3 через пластинку Z-среза, около оси X_1 /вдоль "щелей"/ претерпело изменение под действием как электрического поля, так и температуры.

На рис. 10 приведены экспериментальные распределения зависимостей $F(\phi)$ и $F(\theta)$ соответственно вблизи и вдоль оси X_1 , полученные фотометрированием цветных негативных изображений. Распределения $F(\phi)$ были получены фотометрированием изображения по касательной, проведенной в точке при $\phi = 0$ /перпендикулярно к оси X_1 /. Распределения $F(\theta)$ есть результат фотометрирования вдоль щели /вдоль оси X_1 /.

Как видно из рисунка, воздействие электрического поля и температуры на $F(\phi)$ и $F(\theta)$ приблизительно одинаково. И тот и другой факторы приводят к заполнению "щели" излучением, поляризованным

перпендикулярно оси X_1 . Так, если доля этого излучения при $V=0$ составляла около 25% в минимуме $F(\phi)$, то при $V=1000$ в она увеличивалась до /50+60/%.

Угол излучения, соответствующий этому пику, равен: $\theta_x = 34^\circ 3,5' \pm 10'$, а полная ширина его на половине высоты составляет $\Delta\theta_x = 0,5^\circ$.

3. Краткие результаты опытов и обсуждение

Все основные свойства излучения Вавилова-Черенкова, предсказываемые теорией для двухосного КСС, подтверждаются экспериментально.

Не обнаружено влияния полидоменной структуры КСС на такие свойства излучения, как направленность, поляризация и азимутальные распределения излучения.

Выявлено некоторое несоответствие между экспериментом и предсказанием теории для излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при прохождении протонов с $\beta=0,81$ вдоль оси X_3 .

Одной из возможных причин появления излучения Вавилова-Черенкова вдоль оси X_1 может служить угловая расходимость протонов в пучке 660 Мэв и их рассеяние в кристалле, приводящие к заполнению "щели" излучением волн F_+ , которое весьма интенсивно вблизи оси X_1 /см. рис. 4/.

Другая причина этой особенности, возможно, связана с такими оптическими явлениями в двухосном кристалле, как внутренняя и внешняя конические рефракции.

Из кристаллооптики известно, что внутренняя коническая рефракция имеет место, если волновой вектор световой волны совпадает с бинормалью, а внешняя коническая рефракция происходит при совпадении лучевого вектора с бирадиалью.

Для частицы, движущейся вдоль оси X_3 /малой биссектрисы/ КСС, условие, при котором нормаль фронта волны излучения Вавилова-Черенкова совпадает с бинормалью /условие внутренней конической рефракции/, имеет вид /11/ :

$$x^2 = \epsilon \frac{\epsilon_3 - \epsilon_2}{\epsilon_3 - \epsilon_1}, \quad /1/$$

где $x = \frac{1}{\beta} / \beta$ - скорость частицы/, а ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 - главные

диэлектрические постоянные двухосного кристалла. При $\beta=0,81$ в КСС для длинноволновой части спектра излучения $/\lambda \sim 6500 \text{ \AA} /$ условие /1/ удовлетворяется в пределах 2,7%.

Конус внутренней конической рефракции /конус лучевых векторов/ внутри кристалла и в плоскости $X_1 O X_3$ ограничен бирадиалью $\operatorname{tg} \beta = \sqrt{\frac{\epsilon_3 (\epsilon_3 - \epsilon_1)}{\epsilon_1 (\epsilon_3 - \epsilon_2)}}$ и углом β_1 , определяемым согласно /11/ формулой

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_1 (\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_3 (\epsilon_3 - \epsilon_2)}}. \quad /2/$$

Конус внешней конической рефракции /конус волновых векторов/ в плоскости $X_1 O X_3$ ограничен углами γ и γ_1 /12/:

$$\gamma = \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_3}} \operatorname{tg} \beta \right), \quad /3/$$

$$\gamma_1 = \operatorname{arctg} \left(\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \sqrt{\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_3 - \epsilon_2}} \right). \quad /4/$$

Углы γ и γ_1 отсчитываются от оси X_3 .

В табл. 4 приведены величины углов θ , β , β_1 , γ и γ_1 , вычисленные по соответствующим формулам для значений КСС при трех длинах волн.

Таблица 4

Углы	$\lambda = 6497 \text{ \AA}$	$\lambda = 5893 \text{ \AA}$	$\lambda = 4554,2 \text{ \AA}$
$\theta_-(\phi = 0^\circ)$	$34^\circ 0' 10''$	$34^\circ 9' 10''$	$34^\circ 39' 50''$
β	$35^\circ 6' 38''$	$35^\circ 35' 50''$	$30^\circ 47' 20''$
β_1	$34^\circ 54' 59''$	$35^\circ 24' 20''$	$30^\circ 36' 1''$
γ	$35^\circ 0' 48''$	$35^\circ 30' 0''$	$30^\circ 41' 20''$
γ_1	$35^\circ 12' 28''$	$35^\circ 42'$	$30^\circ 53' 22''$

Из таблицы видно, что углы β , β_1 , γ и γ_1 в зависимости от λ изменяются в пределах приблизительно от 35° до 31° , тогда как $\theta_-(\lambda)$ - в пределах /в этом же диапазоне $\Delta\lambda$ / от 34° до 35° . Таким образом, имеется область $\Delta\lambda$, где углы θ_- совпадают с β и γ .

Вне кристалла сегнетовой соли излучение Вавилова-Черенкова, испытывающее внутреннюю коническую рефракцию, распределится по поверхности кругового цилиндра, диаметр которого будет определяться разностью углов $\Delta\beta = \beta - \beta_1$ /в нашем случае $\Delta\beta = 11,7'$ / и толщиной кристалла.

За счет внешней конической рефракции вне кристалла /без учета преломления/ излучение Вавилова-Черенкова в местах пересечения образующих конуса излучения с осью X_1 в принципе должно разойтись из двух точек в виде дополнительных конусов с углами при вершине, определяемыми разностью $\Delta\gamma = \gamma_1 - \gamma$.

Однако плотность излучения Вавилова-Черенкова, испытывающего как внутреннюю, так и внешнюю конические рефракции, будет незначительной за счет распределения незначительной части основного конуса излучения по цилиндрической и конической поверхностям соответствующих рефракций. По поводу влияния полидоменной структуры КСС, выявленной в опытах с электрическим полем и нагретым кристаллом Z -среза на свойства излучения /испускаемого при движении протонов с $\beta = 0,81$ вдоль малой биссектрисы - оси X_3 /, заполняющего "щели" и поляризованного перпендикулярно оси X_1 /и не предсказываемого теорией/, можно высказать следующее предположение. Известно^{/13/}, что при наложении электрического поля вдоль оси X_3 /малой биссектрисы/ КСС и изменении температуры кристалла с доменной структурой происходит поворот оптической индикатрисы на некоторый угол α около оси X_3 . Например, при нагреве кристалла от температуры $+10^\circ\text{C}$ до $+25^\circ\text{C}$ оптическая индикатриса КСС поворачивается на угол $\alpha \sim 1^\circ$. Это, естественно, должно приводить к изменению свойств излучения Вавилова-Черенкова, испускаемого частицей, движущейся вдоль малой биссектрисы КСС.

Оценить количественно этот эффект можно лишь на основе теории излучения Вавилова-Черенкова в двухосных кристаллах с доменной структурой, которая еще не создана.

Авторы весьма благодарны сотруднику Института кристаллографии АН СССР Л.А.Шувалову за кристаллы сегнетовой соли, Т.И.Козловой за большой объем фотометрических работ, Р.Янику за помощь в работе.

Литература

1. В.П. Зрелов. ЖЭТФ, **46**, 447 /1964/.
2. В.П. Зрелов, П. Павлович, П. Шулек. Препринт ОИЯИ, P1-4364, Дубна, 1969.
3. D. Gföller. *Zeit. Physik*, **183**, 83 (1965).
4. И.М. Франк. УФН, т. XXX, вып. 3-4, 149 /1946/.
5. С.И. Вавилов. Собр. сочинений, т. II, из-во АН СССР, М., 1952, стр. 218.
6. И.В. Курчатов. Сегнетоэлектричество. Гостехиздат, Л-М, 1933.
7. Н.Р. Иванов, В.Ф. Зотов. Кристаллография, т. 11, 924, 1966.
8. *Nucl. Sc. Series Report 39 Committee on Nucl. Sc. Publ.* 1133. N18-NRC, Washington, 1964.
9. J. Obdržálek. *Czech. J. Phys.*, B19, 1556 (1969).
10. А. Эйнштейн. Собрн. научных трудов. т. III, стр. 513. Изд-во "Наука", М., 1966 /замечание к статье П. Иордана "К теории излучения квантов"/.
11. В.П. Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Ч. I, стр. 207. Атомиздат, М., 1968.
12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, М., 1957, стр. 413.
13. И.С. Желудев. УФН, т. 88, вып. 2, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 июня 1972 года.

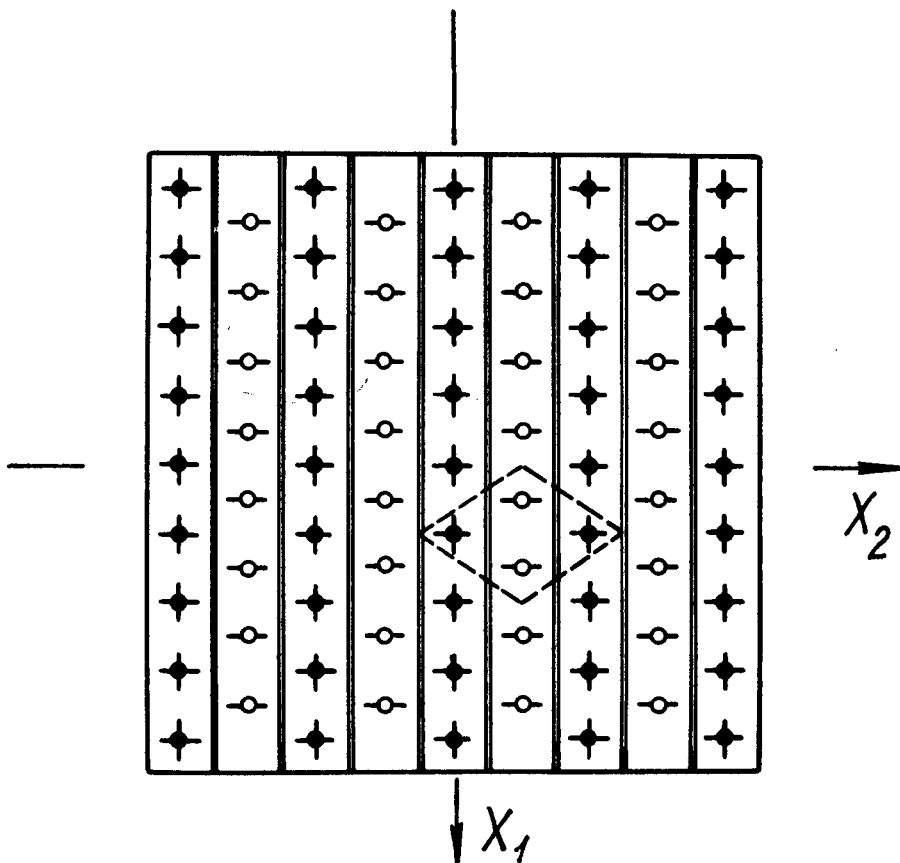


Рис. 1. Схематическое изображение пластинки сегнетовой соли Z -среза /вид против оси X_3 /. Двойные линии - доменные стенки, ромбик - квадруполь.

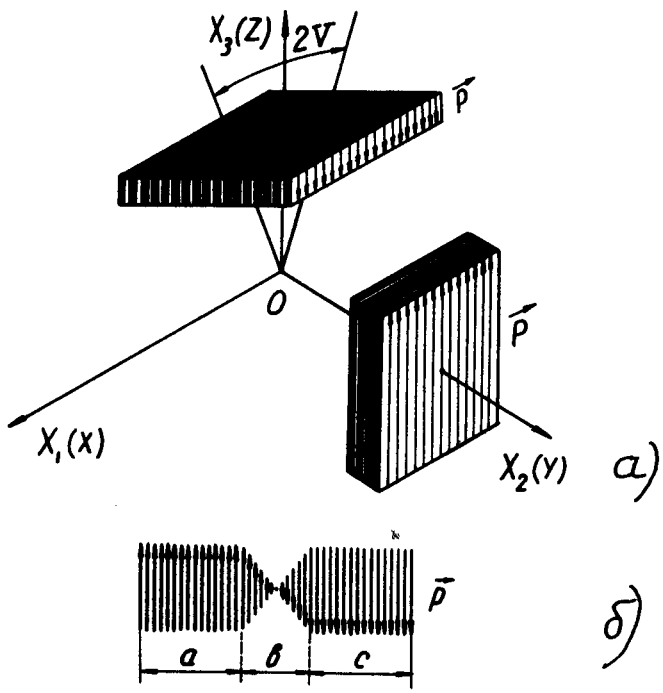
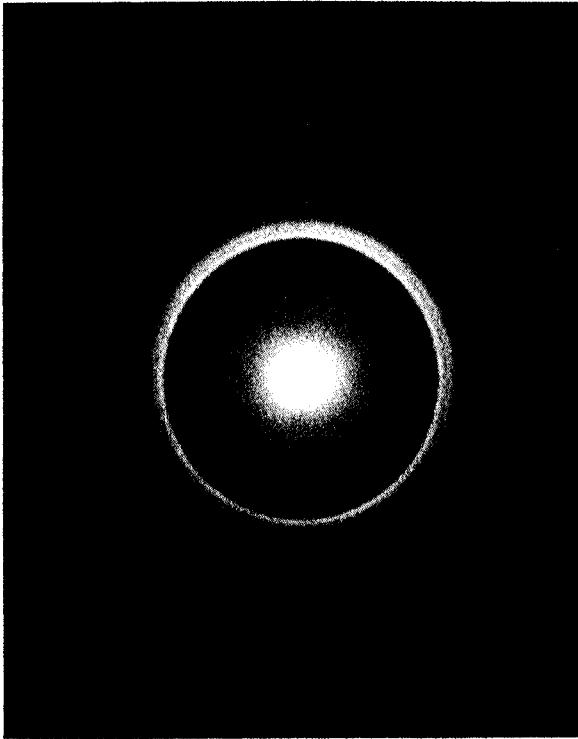


Рис. 2. Пластинки кристалла сегнетовой соли с полидоменной структурой. а/Пластинка Z-среза /перпендикулярно малой биссектрисе/ и Y-среза. б/Направления вектора поляризации \vec{P} в соседних доменах и доменной стенке.

a)



δ)

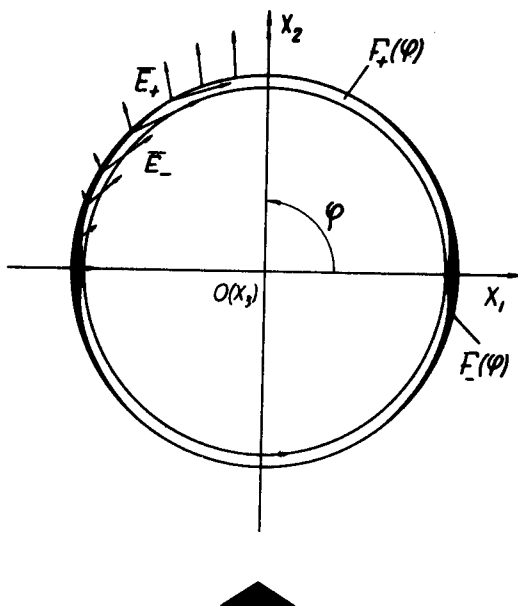


Рис. 3. Экспериментальные и теоретические распределения излучения Вавилова-Черенкова $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$, возникающего при движении протонов с $\beta = 0,81$ вдоль малой биссектрисы /оси X_3 / двухосного кристалла сегнетовой соли. а/ Экспериментальное распределение, полученное по схеме опыта, аналогичной рис. 9 /наружное кольцо - это реперное от линзы, внутреннее - от КСС, центральное пятно - автограф пучка протонов/. б/ Расчетные распределения $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ с указанием поляризации волн (+) и (-).

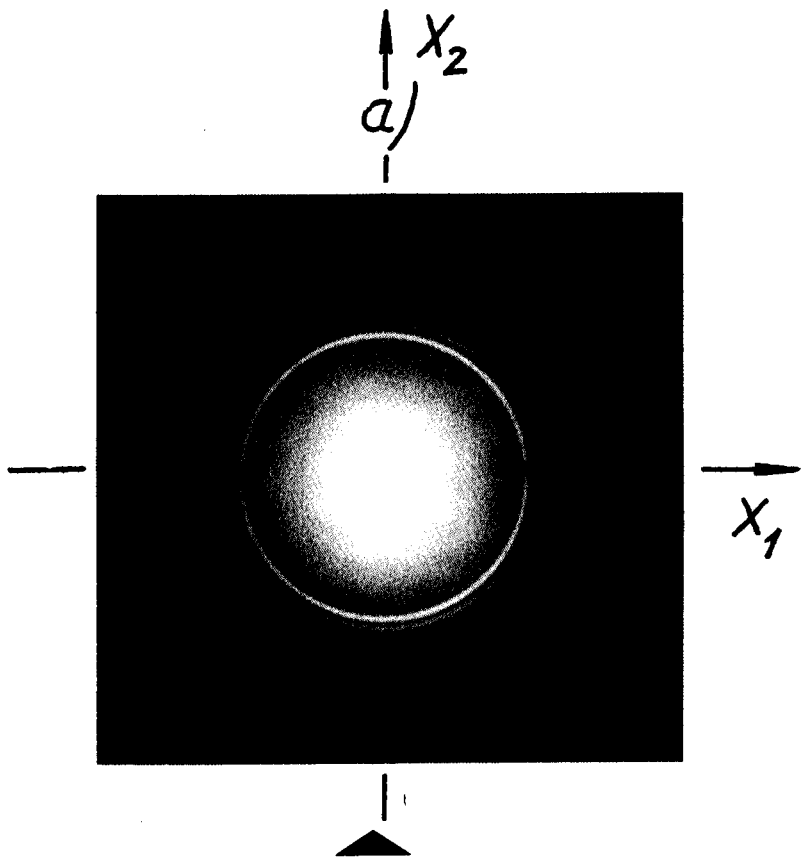
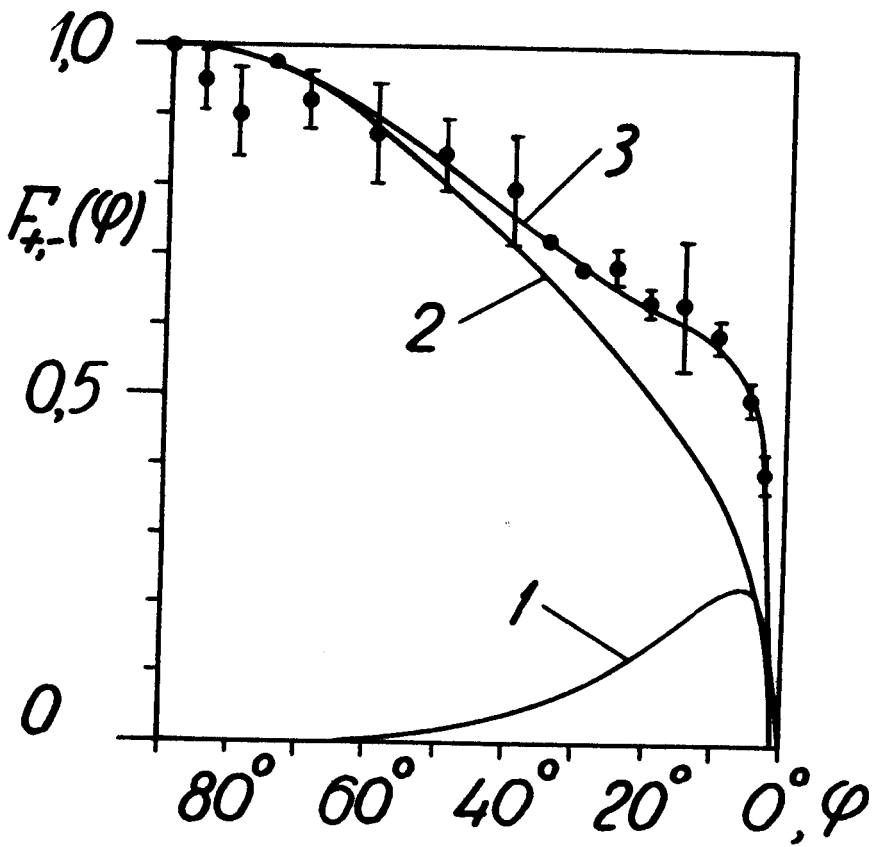
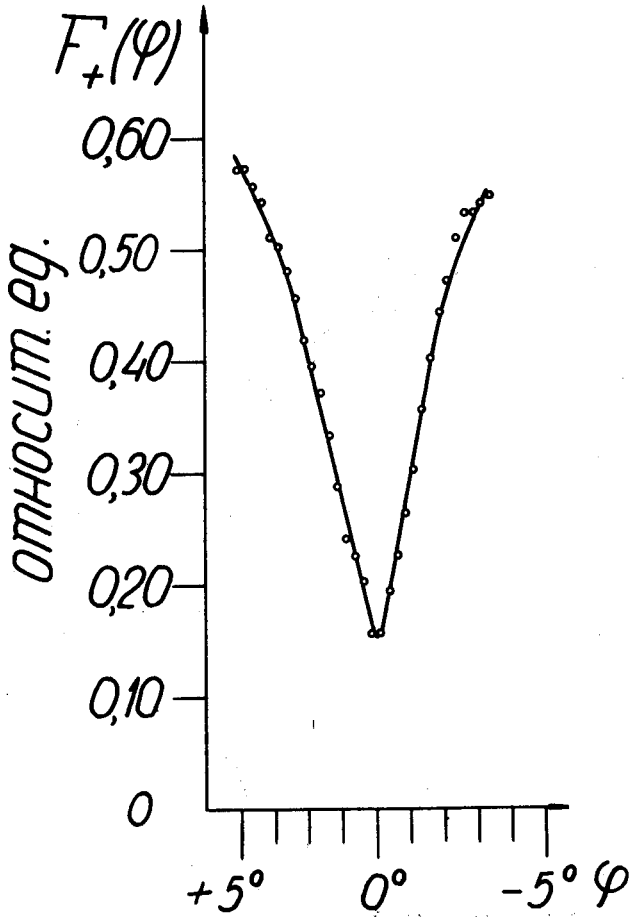


Рис. 4. Зависимости интенсивности волн $F_{+,-}(\phi)$, возникающих при прохождении протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_3 КСС, пропущенных через поляризатор, ориентированный вдоль оси X_2 . а/ Фотография излучения, полученная в опыте 1 / внутреннее кольцо с двумя "разрезами" - излучение от КСС, наружные "дуги" - излучение от линзы. б/ Расчетные зависимости: 1 - $F_{-}(\phi) \cos^2 \alpha$; 2 - $F_{+}(\phi) \cos^2 \alpha$ и 3 - $(F_{+}(\phi) + F_{-}(\phi)) \cos^2 \alpha$ - плавные кривые и экспериментальная зависимость $F_{\Sigma}(\phi)$.

$\delta]$



a)



б)

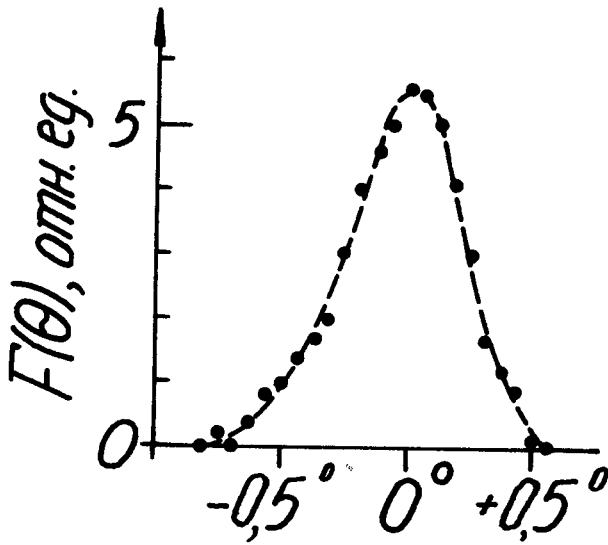


Рис. 5. Фотометрические кривые $F(\phi)$ и $F(\theta)$. а/ $F^\exists(\phi)$, вблизи $\phi = 0^\circ$. б/ Зависимость $F(\theta)$, измеренная вдоль "щели".

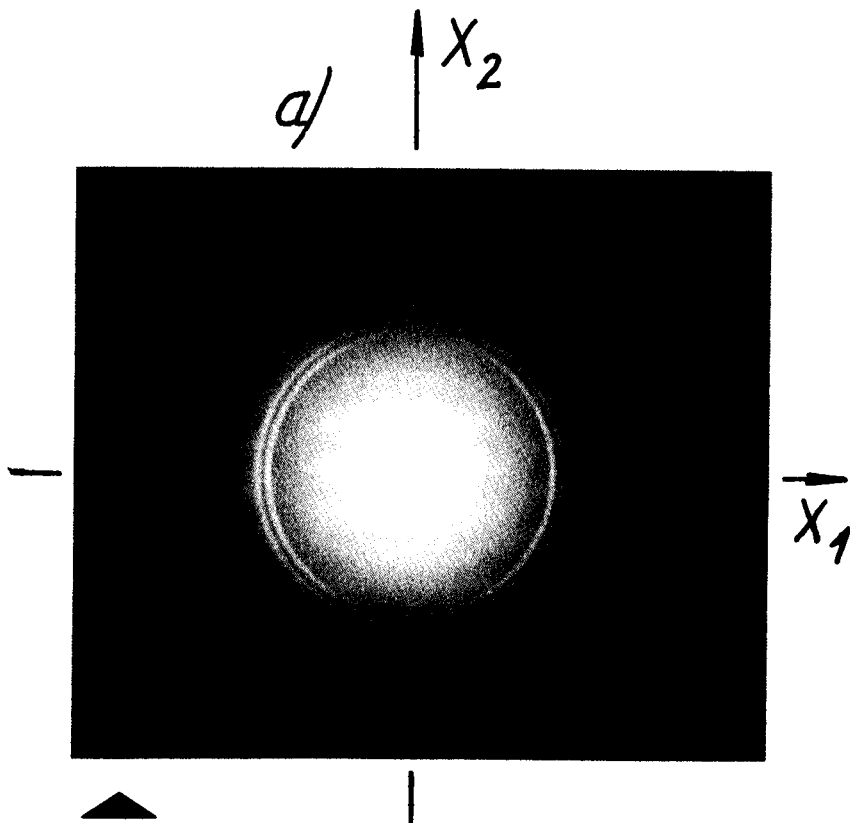
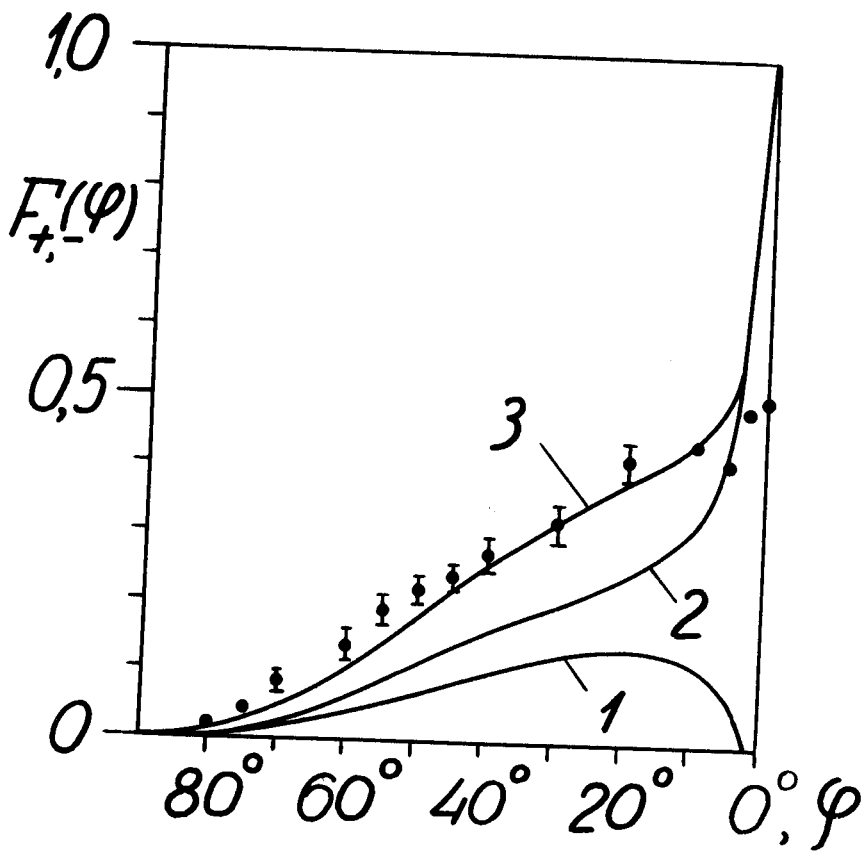
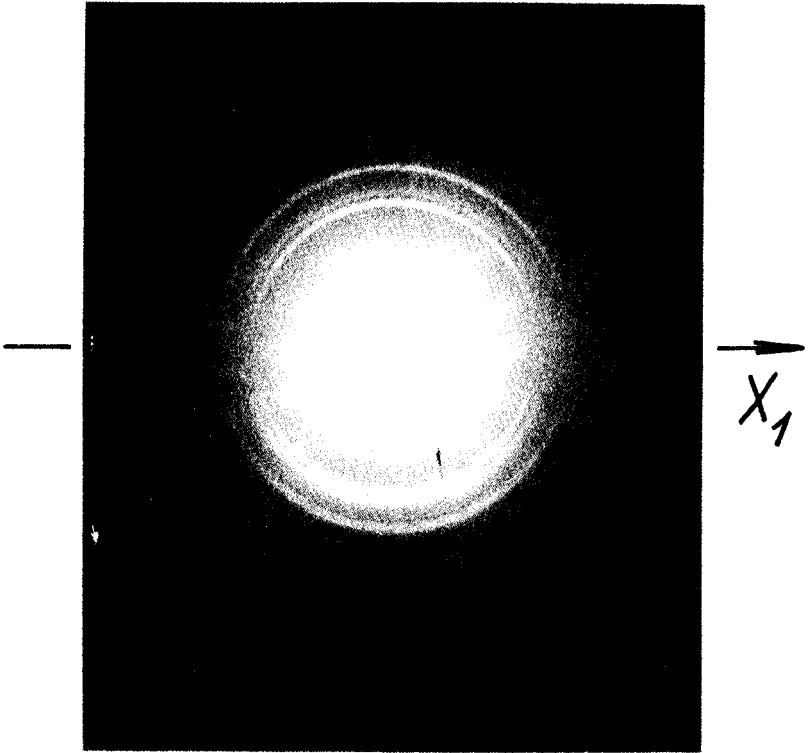


Рис. 6. Зависимости интенсивности волн $F_{+,-}(\phi)$ /возникающих при прохождении протонов с $\beta=0,81$ вдоль оси КСС/, пропущенных через поляризатор, ориентированный вдоль оси X_1 . а/Позитивные /черно-белые/ изображения излучения, полученные в опыте 1. б/Расчетные зависимости: 1 - $F_+(\phi) \cos^2 \beta$; 2 - $F_-(\phi) \cos^2 \beta$; 3 - $(F_+(\phi) + F_-(\phi) \cos^2 \beta)$ и экспериментальные точки.

5)



a) $\uparrow X_3$



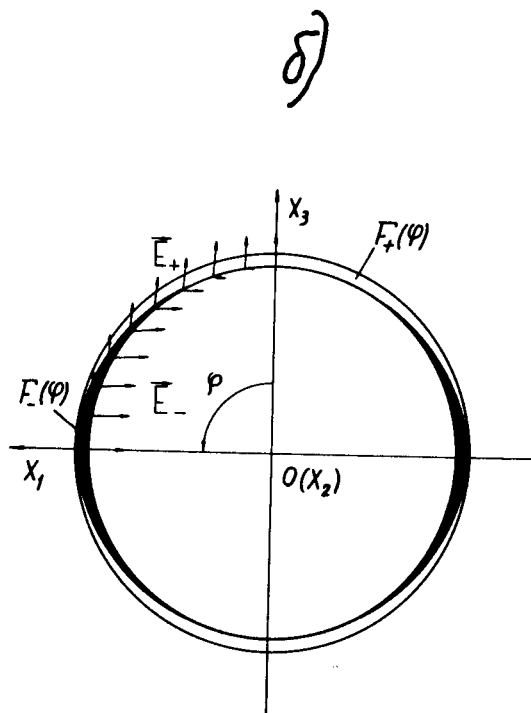


Рис. 7. Экспериментальные и расчетные зависимости волн $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при движении протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_2 /пластинка Y -среза/ КСС. а/Фотография излучения, пропущенного через поляририд, ориентированный вдоль оси X_3 /внутренние дуги - это излучение от КСС, средние дуги - излучение от линзы, наружные - излучение от пластинок с $n_D = 1,564$ /. б/Расчетное распределение волн $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$.

Рис. 8. Расчетное распределение волн излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при движении протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_1 КСС.

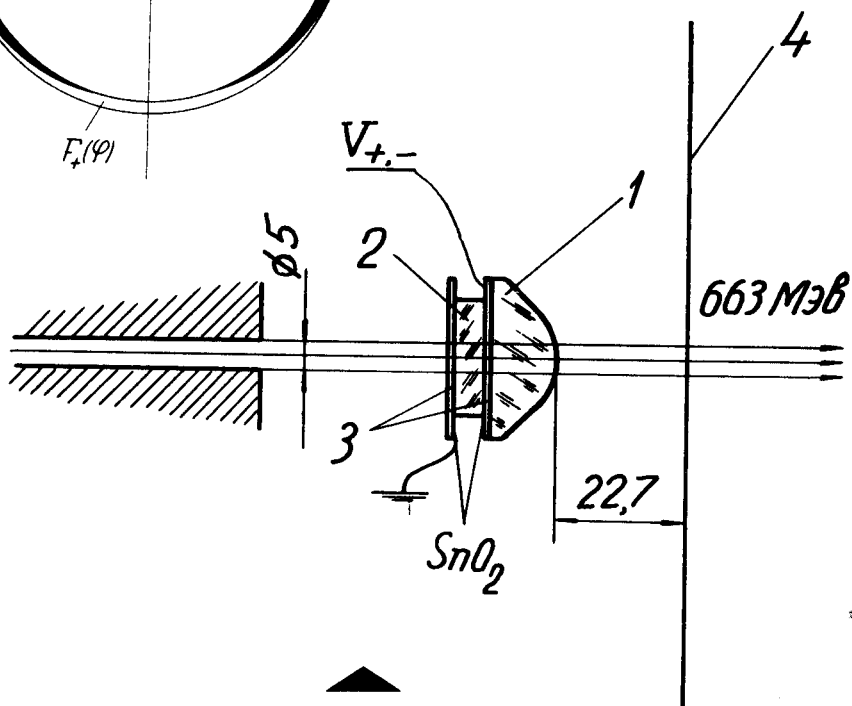
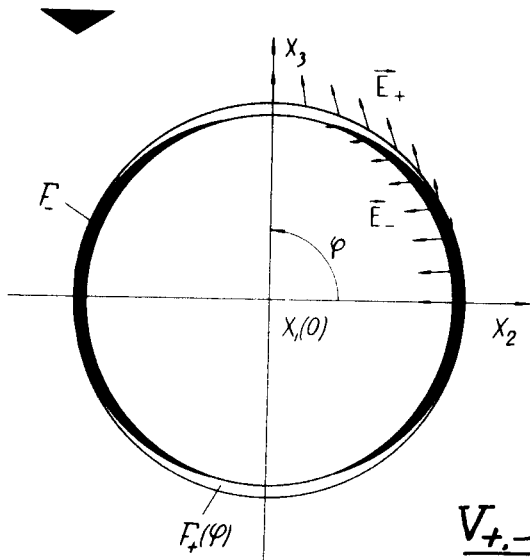


Рис. 9. Схема опыта. 1 - плоскопараболическая линза с $f = 22,7 \pm 0,1$ мм. 2 - пластинка КСС. 3 - пластинки из стекла с $n_D = 1,564$. 4 - фотопластинка.

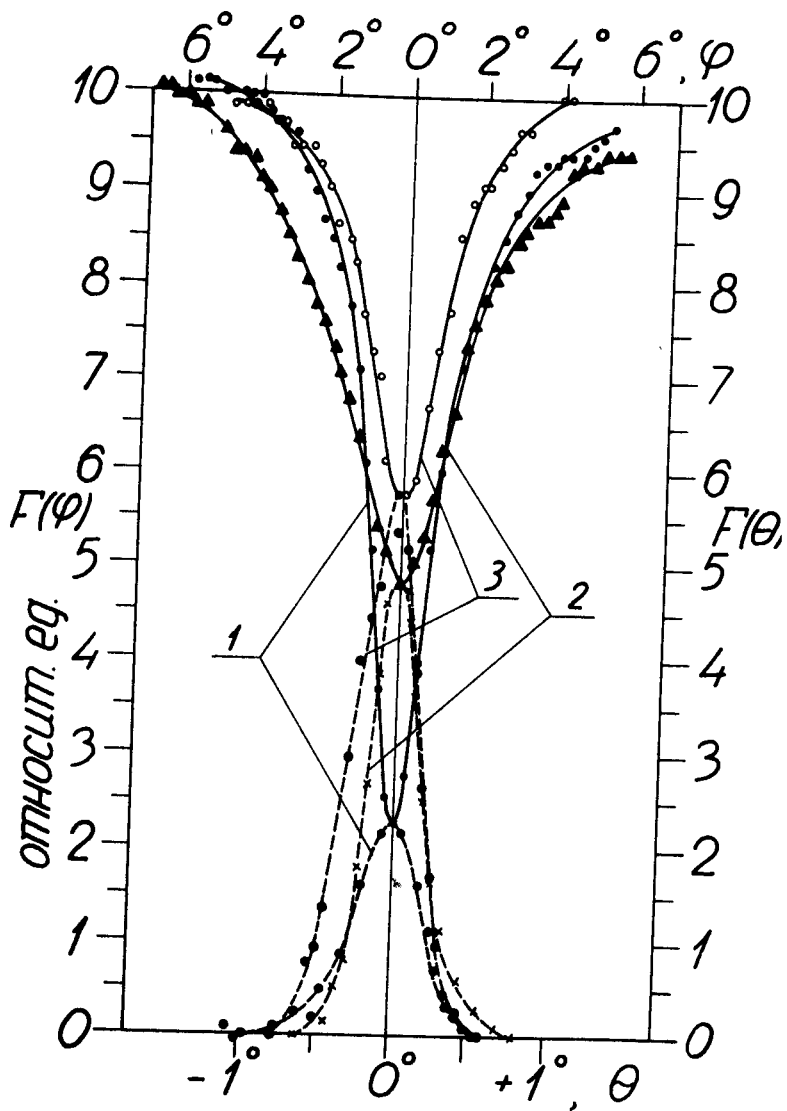


Рис. 10. Фотометрические кривые распределения излучения, возникающего при прохождении протонов 660 Мэв вдоль оси χ_3 , КСС и прошедшего через поляризатор, ориентированный вдоль оси χ_2 . 1/Зависимости $F(\phi)$ и $F(\theta)$ при $\psi=0$ и $t < 24^\circ\text{C}$. 2/Распределения $F(\phi)$ и $F(\theta)$ при $\psi = -1000$ в /напряжение приложено по оси χ_1 по пучку протонов/. 3/ $F(\phi)$ и $F(\theta)$ при $\psi=0$ и $t = 32,3^\circ\text{C}$ / $t > 24^\circ\text{C}$ /. / $F(\phi)$ - верхние кривые, $F(\theta)$ - нижние кривые/.