

726

BM



Лаборатория ядерных проблем

В.П. Зрелов

726

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ  
ФОТОКАТОДА  $Sb - Cs$   
И СВЯЗАННЫЕ С НЕЙ  
НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РЕГИСТРАЦИИ  
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

СИГНАЛЬНЫЙ ЗАКАЗНИК

Дубна 1981

В.П. Зрелов

728

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ  
ФОТОКАТОДА Sb-Cs  
И СВЯЗАННЫЕ С НЕЙ  
НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РЕГИСТРАЦИИ  
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

1115/5-48.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

#### А н н о т а ц и я

В работе исследовалась поляризационная селективность сурьяно-цезиевых фотослоев различных марок фотоумножителей. Обнаружено, что отношение фототоков для света двух поляризаций имеет максимум при  $\lambda = 6800 \text{ \AA}$ .

Рассмотрены также вопросы согласования свойств Sb-Cs фотокатодов фотоумножителей и поляризационных свойств излучения Вавилова-Черенкова.

Герлих и Хора<sup>1/</sup>, исследуя поляризационную селективность /векториальный фотоэффект/ сурьмяно-цезиевых / Sb - Cs / фотокатодов фотоумножителей М - 12 FS 80, обнаружили их необычные свойства. Оказалось, что в противоположность поляризационной селективности, хорошо исследованной ранее на зеркальных поверхностях монофотослоев щелочных металлов<sup>x/</sup>, максимальный фототок получился в случае ориентировки электрического вектора падающего света перпендикулярно плоскости падения. Отношение фототоков для света двух поляризаций изменялось как с углом падения света на поверхность фотокатода, так и с длиной волны. Так, при угле падения  $\varphi = 75^\circ$  узкого пучка света с длиной волны  $\lambda = 7000 \text{ \AA}$  на границу воздух-стекло максимальное значение  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}} = 2,5$  /для света, прошедшего в фотоумножитель/.

В связи с тем, что для регистрации частиц по черенковскому излучению, как правило, используются фотоумножители с сурьмяно-цезиевыми фотослоями, возникает вопрос не только согласования поляризационных свойств черенковского излучения и свойств фотокатодов, но также вопрос типичности и повторяемости поляризационных свойств фотокатодов Sb - Cs у различных фотоумножителей.

В настоящей работе исследовалась поляризационная селективность 50 фотоумножителей различных марок, как советских, так и зарубежных.

Измерения проводились на установке, схематически изображенной на рис. 1. Пучок света /от спектрофотометра СФ-4/ с расходимостью  $\pm 2^\circ$  поляризовался двойной призмой Фрэнкля-Риттера из исландского шпата и попадал на фотокатод исследуемого фотоумножителя, который мог быть установлен под различными углами  $\varphi$  к пучку света. Точность ориентации плоскости поляризации и плоскости падения составляла  $\pm 2^\circ$ . Фототок на выходе фотоумножителя измерялся чувствительным микроамперметром типа М 85.

Поскольку пучок света, выходящий из спектрофотометра, имел эллиптическую поляризацию, то отношение интенсивностей пучков света поляризованных в плоскости падения  $I_{\parallel}$  /электрический вектор  $\vec{E}$  в плоскости падения/ и

<sup>x/</sup> Обратим здесь внимание на то, что если ранее исследовалась поляризационная селективность для прямого фотоэффекта, т.е. для фотоэффекта при падении света на границу вакуум-фотослой, то в опытах Герлиха и Хора исследовался так называемый обратный фотоэффект для света, падающего на границу стекло-фотослой.

перпендикулярно плоскости падения  $I_{\perp} / \vec{E}$  перпендикулярно плоскости падения/ не равнялось единице и изменялось с длиной волны  $\lambda$ . Для учета этого обстоятельства в положении плоскости фотокатода перпендикулярно падающему свету /угол падения  $\varphi = 0$ / во всем исследуемом диапазоне длин волн измерялось отношение фототоков  $\frac{J_{\parallel}(\lambda)}{J_{\perp}(\lambda)} = K_0(\lambda)$ , которое учитывалось при измерениях под другими углами.

В основном измерения производились под углом  $\varphi = 75^\circ$ , где  $K_{\varphi}(\lambda)$  имели наибольшее значение и сводились к определению отношения фототоков для двух положений поляризационной призмы/  $\frac{J_{\perp}(\lambda)}{J_{\parallel}(\lambda)} = K'_{\varphi}(\lambda)$  для света, падающего на границу воздух-стекло. Для этой границы истинное значение  $K_{\varphi}(\lambda) = K'_{\varphi}(\lambda)K_0(\lambda)$ .

Как и в работе<sup>1/</sup>, для большинства фотоумножителей получилось, что  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}} > 1$  в широком диапазоне длин волн, но дополнительно выяснилось, что это отношение не только возрастает с увеличением  $\lambda$ , но имеет явно выраженный максимум при  $\lambda = 6800 \text{ \AA}$ , по которому, по-видимому, можно точно определить границу заполненной зоны слоя Sb-Cs (1,81 эВ). Для некоторых фотоумножителей оказалось, что при  $\lambda = 6800 \text{ \AA}$  отношение фототоков  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}} < 1$ , но обратное отношение  $\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}}$  для них не достигало таких больших значений, как для фотоумножителей с  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}} > 1$ . Встретились также фотоумножители с  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}} \sim 1$  для всех длин волн. Наиболее ярко выраженной поляризационной селективностью обладают французские фотоумножители типа 55 AV P фирмы 'Dario', у которых  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}}$  достигало значения 3,5. Типичная зависимость  $K_{75^\circ}(\lambda)$  для нескольких типов фотоумножителей приведена на рис. 2. Экспериментальные точки, по которым проведены плавные кривые, имеют ошибки около  $\pm 5\%$ , за исключением точек  $\pm 10\%$  для фотоумножителя 51-UVP в области  $\lambda < 3000 \text{ \AA}$ , где измерения были затруднены из-за сильного поглощения ультрафиолетовых лучей поляризационной призмой /по-видимому, склеенной канадским бальзамом/. У некоторых фотоумножителей измерялась зависимость  $K(\lambda)$  под различными углами  $\varphi$  /рис.3/.

Сводные данные по исследованию поляризованной селективности фотокатодов различных фотоумножителей приведены в таблице 1, где /еще раз отметим/ отношения  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}}$  и  $\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}}$  относятся к свету, падающему на границу воздух-стекло.

Чтобы выявить действительную реакцию фотослоя на свет различной поляризации надо учесть отражательную способность границ воздух-стекло /  $n = 1,51$  / и стекло-фотослой. Учет отражательной способности этих границ производился расчетным путем по формулам Френеля. Для угла падения света  $\varphi = 75^\circ$  на поверхность входного окна фотоумножителя отношение интенсивностей пучков света различных поляризаций, проходящих внутри стекла  $D_{\parallel}^2$  и  $D_{\perp}^2$  и попадающих непосредственно на фотокатод, равно  $\left\{ \frac{D_{\parallel}^2}{D_{\perp}^2} \right\}_{\text{в-с}} = 1,51$ . При падении света на входное окно фотоумножителя с  $n = 1,51$  под углом  $75^\circ$  угол падения света на фотослой умножителя уменьшается до  $40^\circ$ , и отношение  $\frac{D_{\parallel}^2}{D_{\perp}^2}$  для границы стекло-фотослой /имеющий по данным работы /2/

$n / \lambda \approx 7000 \text{ \AA} / \approx 3$  / уменьшается до 1,14. Суммарный эффект отражения двух границ  $\left\{ \frac{D_{\parallel}^2}{D_{\perp}^2} \right\}_{\text{в-ф}} = \varepsilon = 1,72$ .

Таким образом, несмотря на то, что интенсивность света, поляризованного перпендикулярно плоскости падения /  $I_{\perp}$  /, проникающего внутрь фотослоя фотоумножителя, в 1,7 раза меньше  $I_{\parallel}$ , для большинства фотоумножителей отношение фототоков  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}} > 1$ . Это говорит о том, что компонента электрического поля  $\vec{E}_{\perp}$  при больших углах падения значительно эффективнее вызывает фотоэлектроны, чем  $\vec{E}_{\parallel}$ .

Если исправить табличные данные на вычисленный коэффициент  $\varepsilon$ , то с одной стороны получится, что компонента электрического вектора  $\vec{E}_{\perp}$ , например, для фотоумножителя 55-AV P с максимальной поляризационной селективностью / $K = 3,5$ / приблизительно в шесть раз /для  $\lambda = 6800 \text{ \AA}$  / эффективнее  $\vec{E}_{\parallel}$ , а с другой стороны, найденная для некоторых фотоумножителей обратная зависимость отношения  $\frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} > 1$ , и не превосходящая значения 1,6, в действительности является кажущейся, т.е. все сурьмяно-цезиевые фотокатоды в большей или меньшей степени имеют  $K(\lambda) > 1$ .

Увеличивая угол падения света на границу стекло-фотослой, можно получить еще большую величину отношения  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}}$ . В геометрии опыта, показанной на рис. 4, угол падения пучка света на границу стекло-фотослой составлял  $75^\circ$ . Без поправки на отражение отношение  $\frac{J_{\perp}}{J_{\parallel}}$  для  $\lambda = 6800 \text{ \AA}$  в этом случае увеличилось в 2,2 раза по сравнению со случаем падения света под углом  $75^\circ$  на границу воздух-стекло, а с поправкой для границы стекло-фотослой /  $\frac{D_{\parallel}^2}{D_{\perp}^2} = 2$  / увеличение выхода фототока составляет 4,4 раза, т.е. в

этом случае, например, для фотоумножителя 55-AV P/ с  $K = 3,5$  компонента электрического поля  $\vec{E}_\perp$  световой волны с  $\lambda = 8800 \text{ \AA}$  может быть эффективней  $\vec{E}_\parallel$  в 15 раз /а при углах падения  $\varphi > 75^\circ$  на границу стекло-фото-слой и более/.

Поляризационная селективность кислородно-цезиевого фотокатода не исследовалась. Измерения, сделанные для таких фотокатодов Герлихом и Хора<sup>1/</sup>, не позволяют говорить о том, что у этих фотокатодов не имеется максимума отношения  $K(\lambda)$  у "красной" границы фотоэффекта, так как они исследовали зависимость  $K(\lambda)$  для этих слоев только до  $11000 \text{ \AA}$ , т.е. провели измерения до области чувствительности фотоумножителя, составляющей 10% от максимальной, тогда как максимум отношения  $K(\lambda)$  для фотокатодов Sb-Cs наблюдается в длинноволновой части спектра, где чувствительность фотокатода к неполяризованному свету составляет 1% максимальной или менее. Кроме того, важно исследовать несколько фотоумножителей, т.к. для фотокатодов O-Cs, могут встретиться фотоумножители с  $K(\lambda) \sim 1$  /если, конечно, вообще фотоумножители с фотослоями O-Cs имеют  $K(\lambda) > 1$  /.

Наличие сильной избирательной селективности к поляризованному свету фотокатодов Sb-Cs приходится учитывать при регистрации поляризованного света. Посмотрим насколько существенна эта избирательность к поляризованному свету для излучения Вавилова-Черенкова.

Так как черенковское излучение поляризовано и электрический вектор лежит в плоскости, проходящей через траекторию частицы и направление испускания излучения, то при падении частицы перпендикулярно фотокатоду электрический вектор черенковского конуса излучения будет лежать в плоскости падения, т.е. в этом случае будет осуществляться наименее благоприятный вариант в смысле выбивания наибольшего количества фотоэлектронов с фотокатода. Поскольку, однако, интенсивность черенковского излучения в основном сосредоточена в фиолетовой части спектра, то отношение  $\frac{J_\perp}{J_\parallel}$ , усредненное по спектру излучения, не будет таким высоким, как для  $\lambda = 8800 \text{ \AA}$ .

Оценим отношение величин импульсов от фотоумножителя со слоем Sb-Cs для случаев падения на фотокатод черенковского излучения нормальной поляризации /  $\vec{E} \rightarrow$  в плоскости падения / и в некотором роде "искусственной" поляризации /  $\vec{E} \rightarrow$  перпендикулярно плоскости падения / . Последний случай может

быть осуществлен различными путями, например, отражением всего конуса черенковского излучения от так называемого "конуса Маха", в результате чего электрический вектор может быть повернут на  $90^\circ$ , или пропусканием конуса излучения до попадания на фотокатод через оптически-активную среду соответствующей толщины, обеспечивающей поворот электрического вектора на  $90^\circ$ . Для этого вычислим усредненную характеристику  $\bar{K}_\varphi$  с учетом спектральной чувствительности фотоумножителя  $S(\lambda)$  для слоя Sb-Cs и спектрального распределения черенковского излучения  $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ :

$$\bar{K}_\varphi = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K_\varphi(\lambda) S(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{S(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda}.$$

Для угла падения черенковского излучения под углом  $40^\circ$  непосредственно на фотослой максимальные значения  $\bar{K}^{x/}$  для различных типов фотоумножителей приведены в таблице 2. Из таблицы видно, что при регистрации черенковского излучения в целях получения большего сигнала на выходе фотоумножителя невыгодно его направлять сразу на фотокатод, целесообразнее когда черенковское излучение доходит до фотокатода после ряда отражений, т.е. падает на фотокатод уже не с плоской поляризацией, а с эллиптической, имеющей компоненты  $\vec{E}$ , перпендикулярные плоскости падения.

Если по каким-либо соображениям черенковское излучение должно попадать на фотокатод без отражений, то в этом случае выгоднее использовать фотоумножители, которые обладают минимальным поляризационным эффектом /или максимальным значением  $\frac{J_1}{J_2}$  /.

В ряде случаев поляризационной селективностью фотокатода Sb-Cs при регистрации черенковского излучения можно и пренебречь, но иногда она может оказаться существенной и учет ее может приводить к скрытым ошибкам.

В качестве примера какого сорта ошибок следует ожидать, рассмотрим работу Басса и др.<sup>[3]</sup> по проверке теоретической зависимости интенсивности излу-

---

<sup>x/</sup>В промежуточном случае, когда черенковское излучение с поляризацией  $\vec{E}_1$ , не полностью переводится в излучение с  $\vec{E}_\perp$ , значения  $K_\varphi$  будут несколько ниже /  $K_\varphi = 1 - \zeta + \zeta K$ , где  $\zeta$  - доля излучения с  $\vec{E}_\parallel$  переведенного в излучение с  $\vec{E}_\perp$  /.



чения Вавилова-Черенкова от скорости частиц  $\beta$ . Работа была выполнена с космическими лучами в геометрии, показанной на рис. 5, заимствованном из работы<sup>/4/</sup>. Авторы работы на основании полученных результатов пришли к выводу, что в области  $\beta \approx 1$  имеется превышение измеренной зависимости  $W(\beta)$  над теоретической на 25%. Возможно, что это отклонение является следствием рассмотренного выше эффекта поляризационной селективности. Действительно, в их установке частицы в длинном излучателе /  $l = 18$  см и  $d = 4$  см / шли преимущественно вдоль его оси, вследствие чего черенковское излучение от частиц небольших скоростей /маленький угол раствора черенковского конуса/ достигало фотокатода фотоумножителя преимущественно без отражения от стенок излучателя. Излучение же от частиц с большими скоростями испытывало отражение от стенок, что приводило к нарушению плоской его поляризации, в результате чего возникали составляющие электрического вектора излучения, перпендикулярные плоскости падения, которые значительно эффективнее вырывали фотоэлектроны. Следовательно, на теоретическую зависимость  $W_T(\beta)$  мог накладываться эффект поляризационной селективности фотокатода, приводящий в данном случае к "ложному" увеличению  $W(\beta)$  при больших скоростях.

Милларом и Хинксом<sup>/4/</sup> был поставлен аналогичный опыт, но в геометрии, с нашей точки зрения, более правильной для выявления "чистой" зависимости  $W(\beta)$ . В их установке излучение от частиц, как малых, так и больших скоростей достигало фотокатода после ряда отражений. Результаты опыта приведены на том же рис. 5 и говорят о том, что никаких отклонений экспериментальной зависимости  $W(\beta)$  от теоретической вплоть до скоростей  $\beta \leq 0,99970$  обнаружено не было.

Т а б л и ц а 1

Тип фотоумножителя	Место изготовления	Общее количество	Кол-во	Кол-во	Кол-во	Кол-во	
ФЭУ-33	СССР	14	5	1,9	7	1,6	2
ФЭУ-24	СССР	4	3	2,5	0	-	1
М-12 FS	ГДР	12	3	2,5	3	1,35	6
51-UVP „Dario“ <sup>x/</sup>	Франция	13	12	2,8	0	-	1
55-AVP „Dario“	Франция	7	5	3,5	1	1,5	1

Т а б л и ц а 2

Тип фотоумножителя	$\bar{K}_{40^\circ} = K_{75^\circ} \left\{ \frac{D_{II}^2}{D_{I}^2} \right\}_{8-c}$	$K_{\max}$ при $\lambda = 6800 \text{ \AA}$
ФЭУ - 33	1,8	2,8
ФЭУ - 24	2,0	3,2
51 - UVP	2,0	3,5

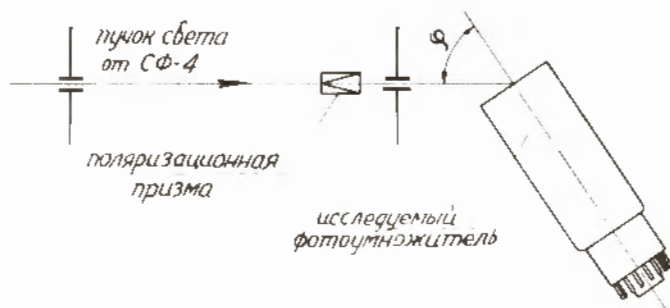


Рис. 1.

<sup>x/</sup> с кварцевым окном.

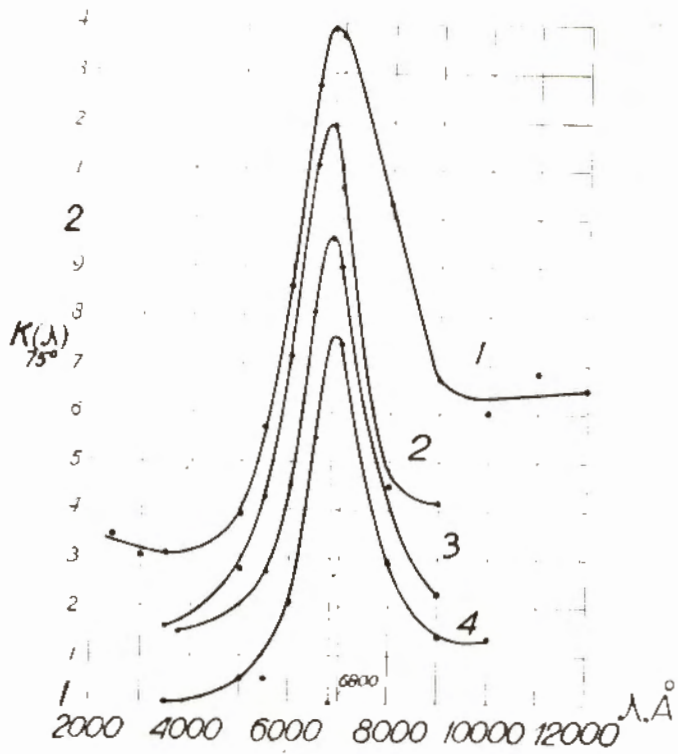


Рис. 2.

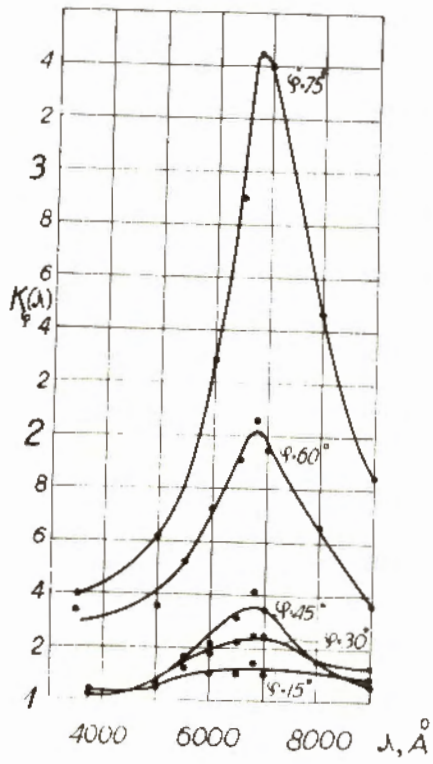


Рис. 3.

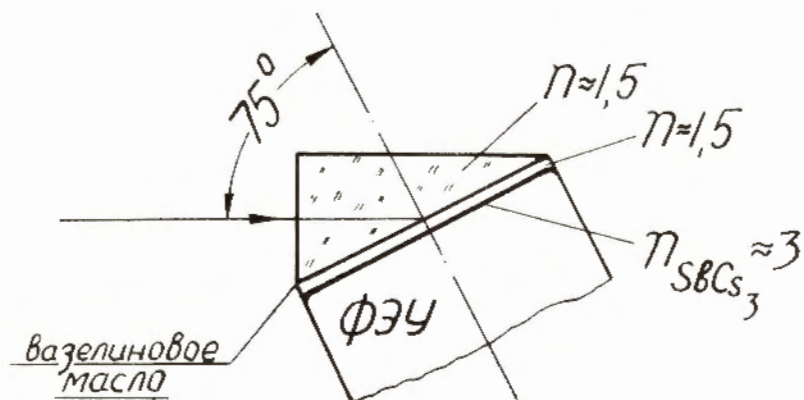


Рис. 4.

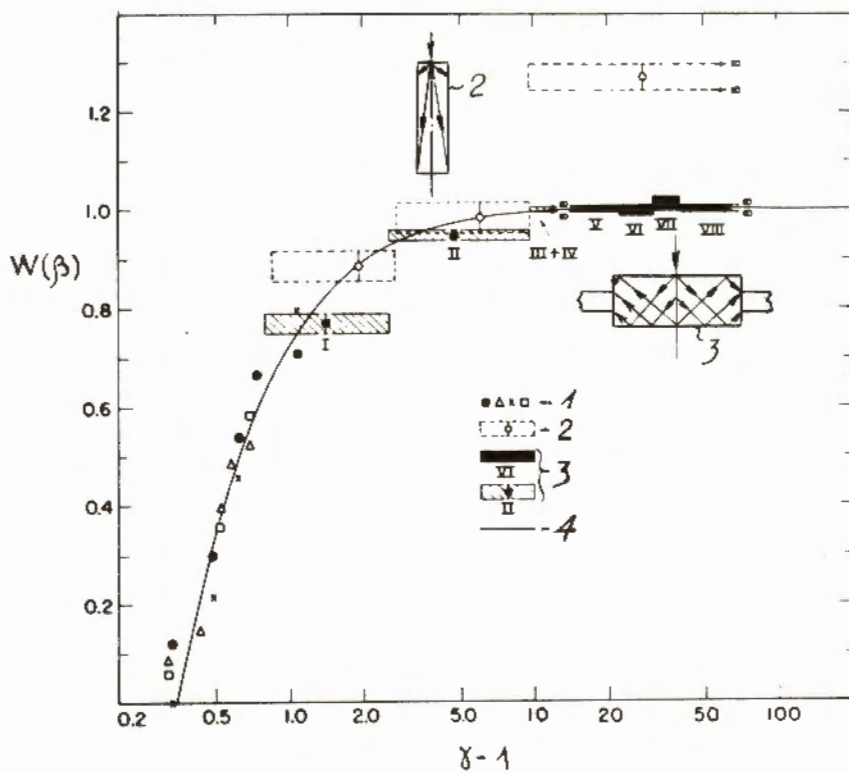


Рис.5.

Л и т е р а т у р а

1. П. Герлих и Х. Хора. Изв. АН СССР, т. XXIУ, 698, 1960.
2. Н.Д. Моргулис, П.Г. Борзак и Б.И. Дятловская. Изв. АН СССР, т.ХП, 126, 1948.
3. Bassi P., Bianchi A.M., Manduchi C. Nuovo Cimento. 9,861 (1952).
4. Millar C.H., Hincks P., Canad. Jour.Phys., 35, 363 (1957).
5. Winckler I.R., Mitchell E.N., Anderson K.A., Peterson L., Phys. Rev., 98,1411 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 марта 1961 года.