

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



19/12-77
P14 - 10925

K-553

А.П.Кобзев

5058/2-77

К ВОПРОСУ О НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ
ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

1977

P14 - 10925

А.П.Кобзев

К ВОПРОСУ О НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ
БАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

Направлено в ЯФ



Кобзев А.П.

P14 - 10925

К вопросу о направленности излучения Вавилова-Черенкова

Измерены угловые распределения излучения с длиной волны 4000 и 5000 Å, возбуждаемого электронами с энергией 140-250 кэВ в слюдяной мишени толщиной 1,04 мкм. Полуширина угловых распределений составляет 30-40°. Положение максимума существенно отличается от угла излучения Вавилова-Черенкова. Вблизи пороговой энергии максимум наблюдается под углом около 30° и с уменьшением энергии медленно перемещается в сторону малых углов.

Обсуждается вклад переходного излучения, а также влияние преломления на границе слюда-вакуум и дифракционного уширения на характеристики излучения, наблюдаемого в эксперименте.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Kobsev A.P.

P14 - 10925

On Vavilov-Cherenkov Radiation Directivity

The angular distributions have been measured of radiation with the wave length 4000 and 5000 Å excited with 140-250 keV electrons in a mica target 1.04 mkm thick. The half-width of angular distribution is 30-40°. The maximum position differs considerably from the Vavilov-Cherenkov radiation angle. Near the energy threshold maximum is observed at an angle of approx. 30° and moves slowly towards small angles with decreasing energy.

The contribution of transition radiation is discussed as well as the effect of refraction at the boundary mica-vacuum and of diffraction broadening upon the parameters of radiation observed in the experiment.

The investigation has been performed at the Neutron Physics Laboratory, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

За истекшее после открытия излучения Вавилова-Черенкова^{/1/} сорокалетие это явление нашло широкое практическое применение в различного рода счетчиках и спектрометрах. Принцип действия многих из них базируется на свойстве резкой направленности излучения под углом

$$\Theta_0' = \arccos \frac{1}{\beta n}, \quad /1/$$

где n - показатель преломления, β - скорость заряженной частицы в единицах скорости света.

Направленность излучения под углом Θ_0' следует как из классической^{/1,2/}, так и из квантовой теорий^{/3,4/}. Отличие состоит только в том, что в квантовой теории учитывается отдача при испускании кванта. Однако соответствующая поправка незначительна во всей области спектра, где $n > 1$. Таким образом, различные теоретические подходы не обнаруживают существенного отклонения от зависимости /1/.

Что касается систематической экспериментальной проверки формулы /1/, то, по укоренившемуся мнению^{/5-7/}, такая проверка была выполнена в работе^{/8/}. Авторы этой работы фотографировали излучение, возбуждаемое электронами с энергией 250-814 кэВ в слюдяных мишенях толщиной 1,25 и 25 мкм. На снимках излучение наблюдалось в довольно широком интервале углов /15°±20°/. Авторы объясняют слабую направленность излучения низкой разрешающей способностью установки и сопоставляют с формулой /1/ угол, соответствующий середине светящегося пятна, обнаруживая согласие во

всем энергетическом диапазоне, за исключением, быть может, только минимальной энергии.

В настоящей работе измерены угловые распределения излучения с длиной волны 4000 и 5000 Å, возбуждаемого электронами с энергией 140-250 кэВ в слюдяной мишени толщиной 1,04 мкм. Излучение также характеризуется слабой направленностью. Этого следовало ожидать прежде всего потому, что толщина мишени как в настоящем эксперименте, так и в работе^{8/}, сравнима с длиной волны наблюдаемого излучения. Ниже анализируется ряд эффектов, характерных для тонких мишеней и приводящих к отклонению от зависимости /1/.

Ослабление направленности излучения, наблюдаемого с участка траектории заряда, сравнимого с длиной волны, подробно обсуждается с помощью весьма наглядных представлений в работе^{9/}. Угловое распределение излучения в таком случае имеет вид^{2/}:

$$W = A \sin^2 \theta' \left\{ \frac{\sin \left[\frac{\pi}{\beta n} \frac{a}{\lambda} (1 - \beta n \cos \theta') \right]}{1 - \beta n \cos \theta'} \right\}^2 \quad /2/$$

где λ' - длина волны излучения в среде, a - длина пути заряда в среде, A - коэффициент, не зависящий от угла.

Совершенно очевидно, что если

$$a \gg \lambda', \quad /3/$$

то при $\beta n > 1$ выражение /2/ имеет острый максимум под углом θ'_0 , отвечающим условию /1/. Если же $a > \lambda'$, то угловое распределение расширяется, а максимум его смещается относительно θ'_0 за счет множителя

* Здесь и далее ссылки на работу^{8/} касаются только результатов, полученных на мишени толщиной 1,25 мкм. Эксперименты с мишенью толщиной 25 мкм будут обсуждаться отдельно.

$\sin^2 \theta'^{**}$, хотя выражение в фигурных скобках и при таком условии имеет максимум под углом θ'_0 . Это хорошо видно на рис. 1, где для толщины мишени $a = 1,25$ мкм, используемой в работе^{8/}, показаны обе зависимости: W и

$\frac{W}{\sin^2 \theta'}$. Однако выражение /2/, по-видимому, может

быть привлечено лишь для качественного описания экспериментальных результатов, поскольку в реальных условиях движущийся заряд пересекает пластинку, помещенную в вакууме, а в работе^{2/} излучение рассматривается в бесконечной среде, т.е. эффекты, обусловленные наличием границ, искусственно исключены. Вместе с тем

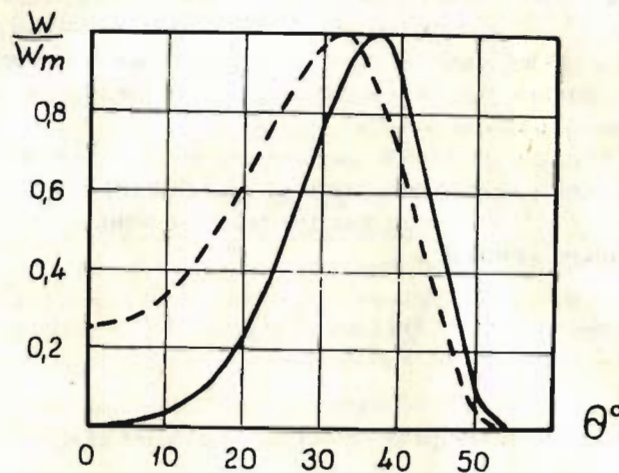


Рис. 1. Нормированные к максимуму угловые распределения, рассчитанные по формуле /2/ для $\lambda = 5000$ Å; $n = 1,59$; $\beta = 0,741$; $a = 1,25$ мкм. Сплошной линией показано W , пунктирной - $W/\sin^2 \theta'$.

* В связи с результатами работы^{8/} на это обстоятельство было указано еще в работе^{10/}.

** В работе^{8/} мишень была наклонена по отношению к пучку на угол 20° , что приводило к некоторому увеличению эффективной толщины.

выражение /2/ учитывает излучение, связанное с мгновенным ускорением и замедлением заряда на концах траектории.

Продолжая качественное рассмотрение, следует отметить, что в результате преломления на границе слюда-вакуум /угол Θ' переходит в преломленный угол наблюдения Θ / угловое распределение расширяется. При этом положение максимума также может сместиться относительно угла излучения Вавилова-Черенкова в результате того, что коэффициент Френеля для волны с электрическим вектором в плоскости наблюдения имеет вид*

$$f = \frac{2n \cos \Theta}{n^2 \cos \Theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta}} \quad /4/$$

Необходимо также учитывать влияние переходного излучения^{/11/}, возникающего на обеих границах, которое, по-существу, неотделимо от излучения Вавилова-Черенкова. Вклад же его может существенно изменить форму углового распределения.

Строгое решение задачи об излучении заряда, пролетающего через пластинку, помещенную в вакуум, дано в работе^{/12/}. Угловое распределение описывается следующим выражением:

$$W = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta |1 - n^2|^2 (1 - \beta^2 \cos^2 \Theta)^{-2} |(1 - \beta x)(x - y) \times$$

$$\times (1 + \beta x - \beta^2) \exp(i 2 \pi x \frac{a}{\lambda}) + (x + y)(1 + \beta x)(1 - \beta x - \beta^2) \times$$

$$\times \exp(-i 2 \pi x \frac{a}{\lambda}) - 2x(1 - \beta^2 - \beta^2 x^2 - \beta^3 y) \exp(-i \frac{2 \pi}{\beta} \frac{a}{\lambda})|^2 \times$$

$$\times |(x + y)^{-2} \exp(-i 2 \pi x \frac{a}{\lambda}) - (x - y)^{-2} \exp(i 2 \pi x \frac{a}{\lambda})|^2 |1 - \beta^2 x^2|^{-2}$$

* Хотя свет пересекает границу в направлении слюда-вакуум, в расчетные формулы, тем не менее, входит коэффициент Френеля для волны, преломленной в обратном направлении^{/11/}. С подробностями расчета можно ознакомиться в работе^{/13/}.

где $x = \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta}$, $y = n^2 \cos \Theta$, c - скорость света в вакууме, e - заряд электрона, λ - длина волны излучения в вакууме.

Как показано в работе^{/13/}, формула /5/ вблизи преломленного угла излучения Вавилова-Черенкова, определяемого равенством

$$\beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta} = 1 \quad /6/$$

преобразуется к виду:

$$W = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} \frac{\sin^2 \Theta \cos^2 \Theta}{|n^2 \cos \Theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta}|^2} \times$$

$$\frac{\sin^2 \left| \frac{\pi a}{\beta \lambda} (1 - \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta}) \right|}{(1 - \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta})^2} \quad /7/$$

Выражение /7/, по аналогии с /2/, при условии /3/ описывает острый максимум в направлении Θ_0 . Следовательно, для экспериментальной проверки зависимости /1/ (или, что то же самое, зависимости /6/) необходимо строгое выполнение условия /2/. В тех же случаях, когда условие /2/ не выполняется, как это имеет место в описываемых ниже экспериментах и работе^{/8/}, экспериментальные результаты следует сопоставлять с формулой /5/.

Формула /5/ получена для изотропной пластинки, а слюда, как известно, имеет структуру двуосного кристалла и характеризуется главными показателями преломления: $n_1 = 1,5609$; $n_2 = 1,5941$; $n_3 = 1,5997$ ^{/14/}. Причем, n_1 ориентирован приблизительно перпендикулярно плоскости спайности. Анизотропия слюды, тем не менее, слабо сказывается на характеристиках излучения Вавилова-Черенкова. Поскольку двупреломление невелико, а направленность излучения слабая, не только нельзя ожидать разделения конусов двух необыкновенных лучей, но даже

уширение углового распределения по этой причине, по-видимому, будет незначительным.

Поляризационные свойства излучения также не позволяют разделить два конуса, т.к. излучение всегда наблюдается под острым углом к поверхности мишени и при выходе его из слюды плоскости поляризации обоих лучей поворачиваются, приближаясь к плоскости наблюдения. В результате излучение оказывается поляризованным так же, как и в изотропной среде^{17/}.

Исходя из этих соображений, можно пренебречь анизотропией и принять в расчетах для слюды показатель преломления $n=1,5609$, который дает наилучшее согласие с экспериментальными результатами.

Для измерения угловых распределений использовалась методика, подробно описанная в работе^{15/}. Мишень находилась в центре вакуумной камеры, установленной на одном из каналов ускорителя электронов. Излучение, испускаемое под различными углами в плоскости наблюдения, направлялось на входную щель монохроматора с помощью пары вращающихся зеркал. Перед входной щелью монохроматора находились также анализатор поляризации и фокусирующая линза. На выходе монохроматора фотоумножитель регистрировал интенсивность излучения в спектральном диапазоне $\Delta\lambda=100\text{ \AA}$, выделяемом монохроматором. Излучение, испущенное мишенью под фиксированным углом, выводилось на фотоумножитель мониторингового канала с помощью пары неподвижных зеркал. В обоих каналах - спектрометрическом и мониторинговом - использовались ФЭУ типа 56DUVP/03, работающие в режиме счета отдельных фотонов. Электронные схемы в обоих каналах также идентичны и состоят из стандартных блоков, разработанных в ОИЯИ. Временной анализ излучения, возбуждаемого электронами на мишени, давал возможность выделить из сопутствующих медленных фоновых процессов /люминесценция/ быстрый компонент, обусловленный излучением Вавилова-Черенкова и переходным излучением^{16/}. Формирование импульсов электронов из непрерывного пучка осуществлялось с помощью пары отклоняющих пластин и диафрагмы. Длительность импульсов составляла 2-4 нс, частота повторения - 10 МГц.

Были измерены угловые распределения излучения с длиной волны 4000 и 5000 \AA при энергии электронов 140, 170, 210 и 250 кэВ. Как видно на рис. 2-4, экспе-

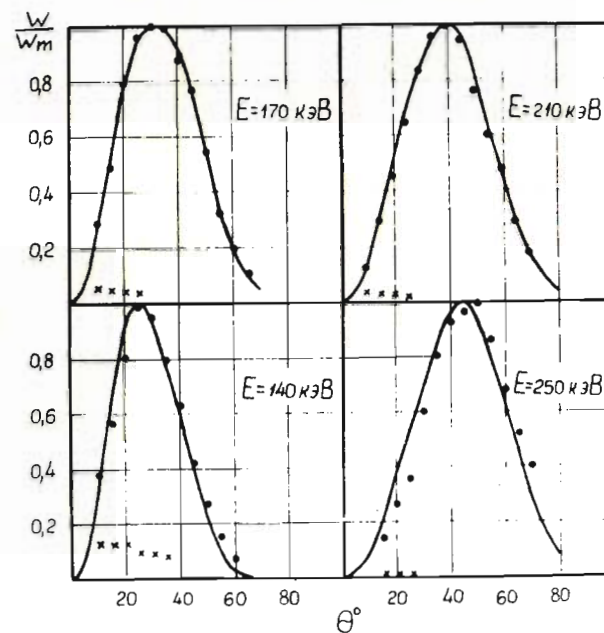


Рис. 2. Нормированные к максимуму угловые распределения для $\lambda=4000\text{ \AA}$. Сплошной линией показан расчет по формуле /5/. Экспериментальные точки для двух направлений поляризации: электрический вектор в плоскости наблюдения (·) и в перпендикулярной плоскости (x).

риментальные результаты во всех деталях /форма углового распределения, положение максимума, зависимость от энергии/ хорошо согласуются с расчетами по формуле /5/. Ширина угловых распределений на рис. 2,3 согласуется не только с расчетами по формуле /5/, но, по-видимому, не противоречит и приведенным в работе^{8/} снимкам излучения. Вместе с тем, положение максимума /рис. 4/ существенно отличается от угла излучения Вавилова-Черенкова. Все это убедительно доказывает, что эксперименты на тонких мишенях не могут претендовать на подтверждение зависимости /1/.

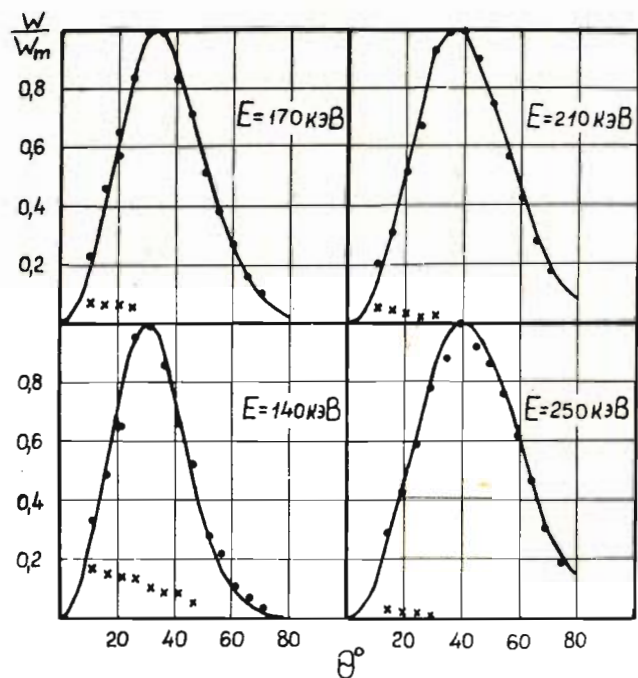


Рис. 3. Нормированные к максимуму угловые распределения для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$. Сплошной линией показан расчет по формуле /5/. Экспериментальные точки для двух направлений поляризации: электрический вектор в плоскости наблюдения (\cdot) и в перпендикулярной плоскости (\times).

Рис. 2-4, кроме того, свидетельствуют об отсутствии порога наблюдаемого излучения. Экспериментальные результаты согласуются с расчетом по формуле /5/ и для энергии ниже порога, где формула /5/ описывает переходное излучение. При энергии 140 кэВ излучение также в значительной степени поляризовано, причем электрический вектор лежит в плоскости наблюдения в соответствии с теорией переходного излучения. Уменьшение же степени поляризации при понижении энергии, более заметное под малыми углами, по-видимому, обусловлено увеличением рассеяния электронов. Поскольку переходное излучение не имеет порога и наблюдается вплоть до $\beta \rightarrow 0$ ¹⁷, то его характеристики при энергии ниже порога являются естественным продолжением характеристик излучения,

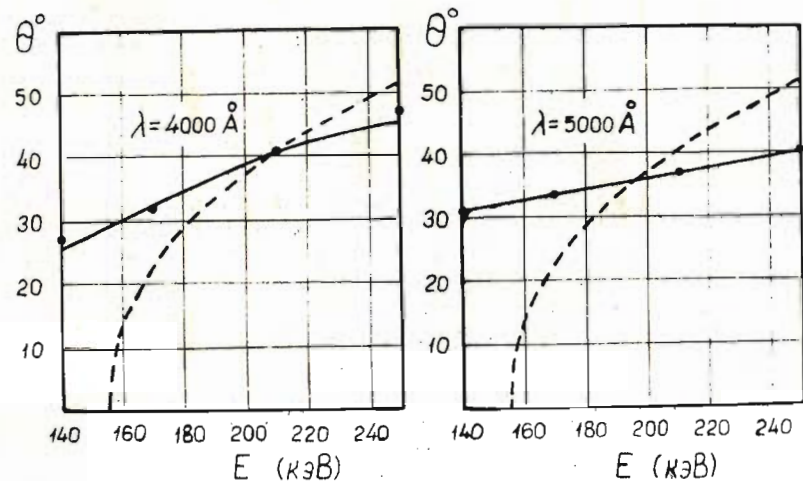


Рис. 4. Зависимость положения максимума в угловом распределении от энергии электронов. Сплошной линией показан расчет по формуле /5/, пунктирной линией - расчет по формуле /1/, точками - экспериментальные результаты.

обусловленного интерференцией переходного излучения с излучением Вавилова-Черенкова. Таким образом, ни максимум в угловом распределении, ни само излучение не исчезает вблизи пороговой энергии.

Отсутствие пороговых свойств, обнаруженное в данном эксперименте, возможно, не противоречит результатам работы ¹⁸ если в ней использовались более толстые мишени.

Автор благодарен И.М.Франку за постоянную поддержку и ценные советы.

Литература

1. Тамм И.Е., Франк И.М. ДАН СССР, 1937, 14, с. 107.
2. Тамм И.Е. Journ. of Phys. USSR, 1939, 1, 439.
3. Гинзбург В.Л. ЖЭТФ, 1940, 10, с. 589.
4. Соколов А.А. ДАН СССР, 1940, 28, с. 415.
5. Болотовский Б.М. УФН, 1957, 62, с. 201.

6. Джелли Дж. Черенковское излучение. ИЛ, М., 1960.
7. Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Атомиздат, М., 1968.
8. Wuskoff H.O., Henderson J.E. *Phys.Rev.*, 1943, 64, 1.
9. Франк И.М. ДАН СССР, 1944, 42, с. 341.
10. Франк И.М. УФН, 1946, 30, с. 149.
11. Гинзбург В.Л., Франк И.М. ЖЭТФ, 1946, 16, с. 1.
12. Пафомов В.Е. ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1074.
13. Пафомов В.Е. Труды ФИАН СССР, 1961, 16, с. 94.
14. Физический энциклопедический словарь, т. 2. "Советская энциклопедия", М., 1962, с. 535.
15. Кобзев А.П. ОИЯИ, P13-10585, Дубна, 1977.
16. Богдзель А.А., Кобзев А.П., Рутковски Е. ОИЯИ, P13-8226, Дубна, 1974; ПТЭ, 1975, 5, с. 61.
17. Кобзев А.П. и др. ОИЯИ, P4-5957, Дубна, 1971; ЯФ, 1972, 15/2/, с. 326.
18. Harding J.M., Henderson J.E. *Phys.Rev.*, 1948, 74, 1560.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 августа 1977 года.