

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

728, 83

7/2-83

P1-82-784

В.П.Зрелов, М.Климанова, В.П.Луписьцев,  
Я.Ружичка \*

РАСЧЕТЫ ПОРОГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА,  
ИСПУСКАЕМОГО  
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЧАСТИЦАМИ  
В ГАЗОВОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ СЧЕТЧИКЕ

Направлено в журнал  
"Nuclear Instruments and Methods"

\* Университет им. Я.А.Коменского, Братислава,  
ЧССР.

1982

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В случае равномерного движения заряженной частицы в безграничной прозрачной среде с показателем преломления  $n$  со скоростью  $\beta > n^{-1}$  угловые распределения интенсивности излучения Вавилова-Черенкова /ИВЧ/ для одной длины волны представляют собой  $\delta$ -функцию, т.е. излучение испускается только под одним углом  $\theta$ , определяемым согласно теории Тамма-Франка<sup>/1/</sup> общеизвестным выражением  $\cos \theta_\lambda = 1/n_\lambda \beta$ . Однако в реальном случае испускание ИВЧ происходит с ограниченного участка траектории частицы, в результате чего угловые распределения ИВЧ существенно изменяются.

Задача об излучении равномерно движущегося заряда на конечном участке траектории была решена Таммом<sup>/2/</sup> еще в 1939 году. Согласно этой работе потери энергии частицей на пути  $l$  определяются выражением

$$W = \frac{2e^2 \beta^2}{\pi c} \int_0^\infty n J(\omega) d\omega, \quad /1/$$

где

$$J(\omega) = \int_0^\pi q^2(\omega) \sin^3 \theta d\theta, \quad /2/$$

$$q(\omega) = \sin \left\{ \frac{\omega l}{2v} (1 - \beta n \cos \theta) \right\} / 1 - \beta n \cos \theta, \quad /3/$$

$\omega$  - круговая частота,  $e$  - заряд частицы и  $v$  - ее скорость,  $\theta$  - угол излучения,  $n$  - показатель преломления.

Впервые эти выражения анализировались Лоусоном<sup>/3/</sup>, а также Айткеном и др.<sup>/4/</sup>, в том числе и экспериментально. Интересные выводы относительно пороговых характеристик были сделаны в работах Франка и Кобзева<sup>/5-7/</sup>. Так, в экспериментальной работе<sup>/5/</sup> был обнаружен эффект беспороговости ИВЧ, а в работе<sup>/7/</sup> обращено внимание на необходимость изменения понятия порога ИВЧ с учетом толщины радиатора. Однако в этих работах анализировались в основном толщины радиаторов, сравнимые с длиной волны излучения  $\lambda$ . Как реально происходит изменение интенсивности ИВЧ в газовых пороговых счетчиках ( $l \gg \lambda$ ), используемых в физических экспериментах на больших ускорителях, показано в настоящей работе численным методом.

## II. РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

После подстановки выражений /2/ и /3/ в /1/ последнее принимает вид

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2 \beta^2 n}{\pi c} \int_0^{\pi} \sin^2 \left\{ \frac{\pi}{\beta} \frac{\ell}{\lambda} (1 - \beta n \cos \theta) \right\} \frac{\sin^3 \theta d\theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^2} \quad /4/$$

где  $\beta = \frac{v}{c}$ .

Число квантов, испущенных в интервале длин волн  $d\lambda$ , равно

$$\frac{dN}{d\lambda} = - \frac{an\ell^2}{\lambda^3} \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 \left\{ \frac{\pi}{2} \frac{n\ell}{\ell_{\phi}} \right\}}{\left\{ \frac{\pi}{2} \frac{n\ell}{\ell_{\phi}} \right\}^2} \sin^2 \theta d\Omega, \quad /5/$$

где  $a = \frac{e^2}{hc}$ ,  $\ell_{\phi} = \frac{\beta n \lambda}{2(1 - \beta n \cos \theta)}$  — так называемая зона формирования,

$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ . Из выражения /5/ видно, что вид угловых распределений интенсивности ИВЧ для одной длины волны определяется в основном функцией типа  $\left\{ \frac{\sin x}{x} \right\}^2$ , хорошо известной из задач по дифракции света.

Для проведения численных вычислений формулу /5/ более удобно представить в виде суммы интегралов отдельных пиков функции

$$\sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{n\ell}{\ell_{\phi}} \right) / \left( \frac{\pi n\ell}{2\ell_{\phi}} \right)^2 : \quad /6/$$

$$\frac{dN}{d\lambda} = - \frac{2a\ell\pi}{\lambda^2} \sum_k \int_k^{k+1} \left\{ 1 - \left[ \frac{\ell - k\lambda\beta}{\beta n\ell} \right]^2 \right\} \frac{\sin^2 k\pi}{(k\pi)^2} dk,$$

где  $k = \frac{n\ell}{2\ell_{\phi}} = \frac{(1 - \beta n \cos \theta)\ell}{\beta\lambda}$ .

Переменная  $k$  при целочисленных значениях определяет границы угловых распределений отдельных пиков выражения /6/. Так, например, значения  $k = -1$  и  $k = +1$  ограничивают положение основного — центрального — пика, максимальное значение которого находится вблизи величины  $k = 0$ . Значения  $k = +1$  и  $k = +2$  определяют положение первого правого пика, а  $k = -2$  и  $k = -1$  — положение первого левого пика и т.д.

Переход от углов  $\theta$  к переменной  $k$  и наоборот можно осуществить с помощью выражений

$$k = \frac{\ell(1 - \beta n \cos \theta)}{\beta\lambda} \quad \text{и} \quad \cos \theta = \frac{1}{\beta n} - \frac{k\lambda}{n\ell} \quad /7/$$

Из формулы /7/ следует, что диапазону углов  $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  соответствует диапазон величин  $k$

$$\frac{\ell(1 - \beta n)}{\beta\lambda} \leq k \leq \frac{\ell(1 + \beta n)}{\beta\lambda} \quad /8/$$

Нули в угловых распределениях интенсивности соответствуют целым значениям переменной  $k$  или же углам, определяемым выражением

$$\cos \theta_{\min}^k = \frac{1}{\beta n} \pm \frac{k\lambda}{n\ell}, \quad /9/$$

где  $k = 1, 2, 3, \dots$

Положение отдельных максимумов в угловом распределении приблизительно определяется соотношением

$$\cos \theta_{\max}^k \approx \frac{1}{\beta n} \pm \frac{(2k+1)\lambda}{2n\ell} \quad /10/$$

## III. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились для порогового черенковского счетчика длиной 4 метра, наполненного воздухом, и  $\pi$ -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с. Коэффициент преломления  $n$  вычислялся по формуле  $n = 1 + K\rho$ , где  $K_0 = 2,919 \cdot 10^{-4}$  для нормального давления и  $t = 6^\circ\text{C}$  /при  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$  /.

### 1. Угловые распределения ИВЧ выше порога возникновения

На рис.1 приведен вид углового распределения ИВЧ /при давлении  $p = 1 \text{ атм}$ /, которое занимает область углов от  $\theta = 0^\circ$  до  $\theta > 90^\circ$ . Интенсивность ИВЧ при удалении угла  $\theta$  от основного черенковского максимума резко падает /приблизительно на 10 порядков/. В действительности угловое распределение состоит из большого числа максимумов  $\sim 10^7$ . Раскрытое угловое распределение ИВЧ в районе центрального максимума /при  $p = 0,0219 \text{ атм}$ / приведено на рис.2. Видно, что по обе стороны главного максимума располагаются максимумы высших порядков. Наличие вторичных максимумов является следствием наличия дифракционного множителя вида  $\frac{\sin^2 x}{x^2}$  в форму-

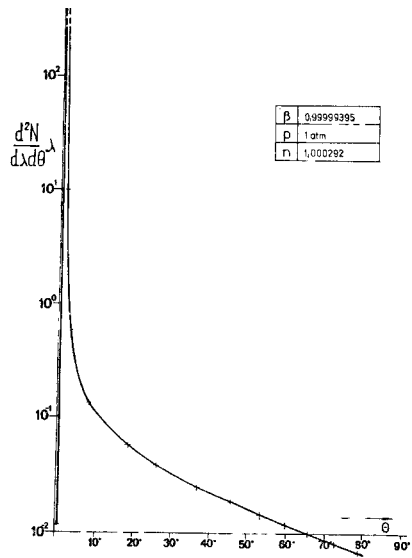


Рис.1. Угловое распределение числа фотонов излучения Вавилова-Черенкова, возникающего от частиц с  $\beta_{\pi}/40$  ГэВ/с/ = 0,99999395 в газовом пороговом черенковском счетчике длиной  $l = 4$  м, наполненном воздухом при  $p = 1$  атм и  $t = 6^{\circ}\text{C}$ . /Плавная кривая огибает вершины отдельных максимумов углового распределения/.

лах /6/ и /7/. Естественно поэтому эти побочные максимумы назвать черенковскими максимумами высших порядков. Положения максимумов отдельных пиков примерно определяются формулой /10/.

Физическая причина возникновения черенковских максимумов высших порядков состоит в том, что при конечной длине радиатора когерентное сложение волн происходит не только под углом  $\theta = \arccos(\beta n)^{-1} / k = 0$ , т.е. при разности фаз, равной нулю, но и под другими углами, когда разность фаз достигает полуцелых величин  $\frac{(2k+1)\pi}{2}$  /см. формулу /6//.

## 2. Изменение угловых распределений при подходе к порогу "сверху"

При плавном изменении давления воздуха в счетчике максимумы высших порядков последовательно исчезают, как это видно из сравнения рис.2 и рис.3а /  $n = 1,0000062$ ,  $p = 0,0212$  атм/. При  $n = 1,0000061$  от центрального пика остается 3/4 его первоначальной ширины в основании /рис.3б/. Ровно половина от него остается при  $n = 1,000006044$  /рис.3в/. На рис.3г от центрального максимума остается только 1/4 /  $n = 1,0000060$ /.

Важно отметить, что при общепринятом пороге ( $\beta n = 1$ ), соответствующем рис.3в, и ниже его остается еще значительная часть как центрального максимума, так и всех правых ( $k > 1$ ) максимумов высших порядков. Заметим также, что симметрия функции  $\sin^2 kx / (kx)^2$  относительно  $x = 0$  /центральный максимум/ несколько нарушается за счет множителя  $\sin^2 \theta$  /см. формулу /6//. Эта асимметрия для случая выше порога /большие углы  $\theta$ / малозаметна на рис.2. Однако вблизи порога в связи с тем, что  $\theta$  близко к нулю, множитель  $\sin^2 \theta$  оказывает на вид углового распределения существенное влияние /рис.3а/. И, как следствие этого, положение центрального

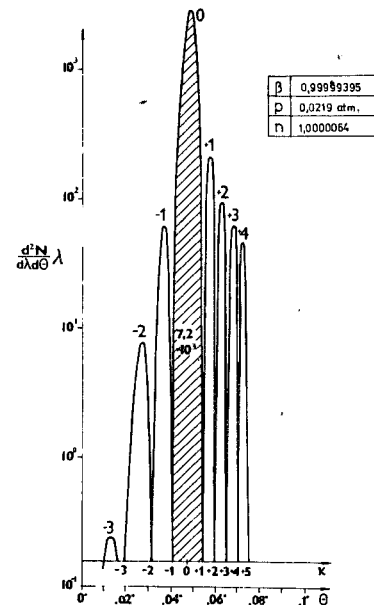


Рис.2. Угловое распределение числа фотонов ИВЧ при  $p = 0,0219$  атм вблизи центрального максимума.

максимума вблизи порога не подчиняется больше известному закону  $\cos \theta_{\max}^{\circ} = 1/\beta n$ , а приблизительно следует зависимости  $\theta^{\circ} \approx 1/\gamma$ ,

$$\theta_{\max}^{\circ} \approx \frac{1}{\gamma_n},$$

где

$$\gamma_n = \frac{1}{\sqrt{(\beta n)^2 - 1}}. \quad /11/$$

## 3. Угловые распределения излучения ниже порога

Начальная стадия этой ситуации приведена на рис.3г, следующие - на рис.4а и б. Как видно из них, с дальнейшим уменьшением "n" происходит поочередное исчезновение правых максимумов, сначала низших /рис.4а/, а затем все более высоких порядков. Влияние множителя  $\sin^2 \theta$  здесь проявляется в том, что максимум сглаженного углового распределения передвигается к большим углам  $\theta$  в соответствии с вышеприведенной зависимостью  $\theta_{\max} = 1/\gamma'_n$ ,

$$\text{где } \gamma'_n = \frac{1}{\sqrt{1 - (\beta n)^2}}.$$

## 4. Интенсивность излучения

Ход интенсивности центрального максимума в зависимости от давления представлен кривой 1 на рис.5. Кружками у этой кривой отмечены несколько значений, соответствующих появлению центрального пика /в долях его ширины у основания/. На этом же рисунке пунктирная кривая 2 представляет собой зависимость интенсивности ИВЧ, вычисленную по формуле Тамма-Франка:

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi n}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) l. \quad /12/$$

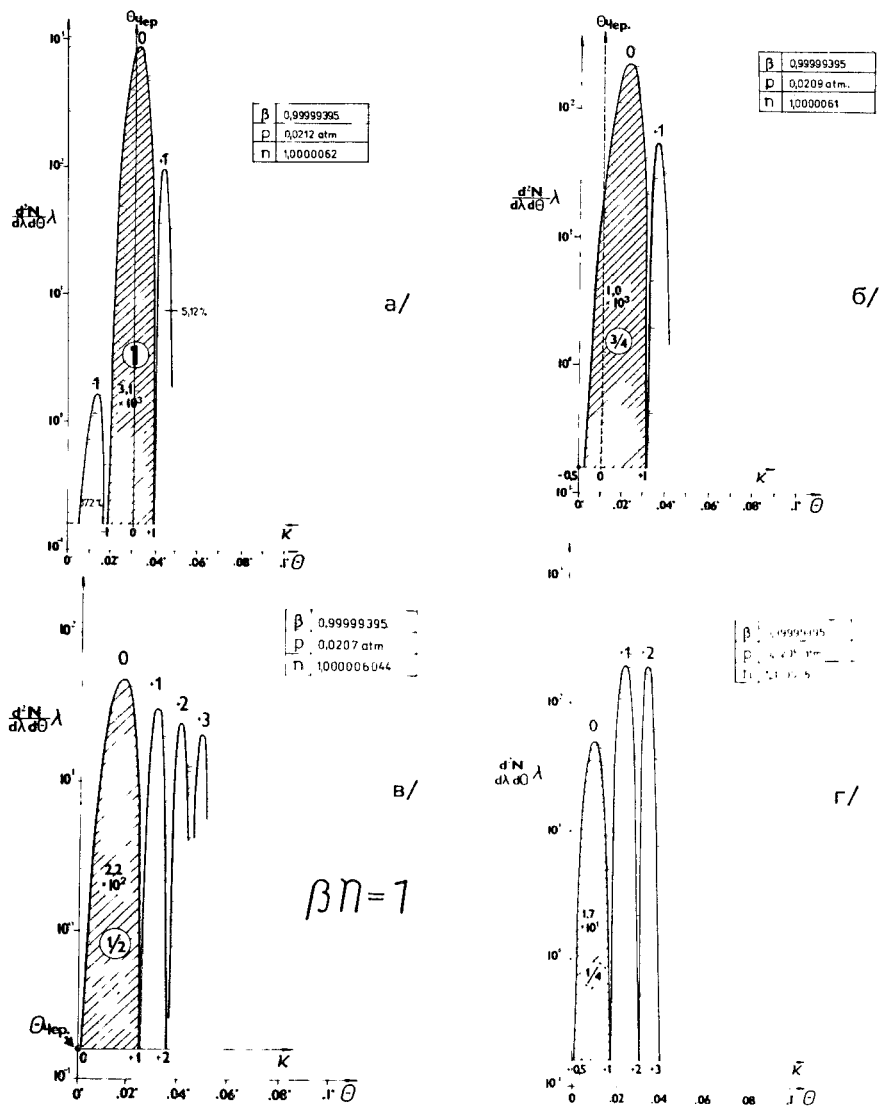


Рис.3. Угловые распределения числа фотонов ИВЧ при различных давлениях воздуха в счетчике: а/  $p = 0,0212$  атм /  $n = 1,0000062$ ; б/  $p = 0,0209$  атм /  $n = 1,0000061$ ; в/  $p = 0,0207$  атм /  $n = 1,000006044$ ;  $\beta n = 1$ ; г/  $p = 0,0205$  атм /  $n = 1,0000060$ . Цифры /без кружка/ на заштрихованной части угловых распределений соответствуют величинам  $dN/d\lambda$ , т.е. проинтегрированным угловым распределениям и поделенным на  $\lambda$ . Цифры в кружках означают доли полной угловой ширины полностью появившегося центрального максимума.

Хорошо видно, что ниже порога ( $\beta n = 1$ ) /отмеченного стрелкой/ интенсивность центрального максимума отлична от нуля. В точке "0" эти интенсивности сравниваются. При более высоких давлениях кривая 2 идет выше кривой 1. Зависимости интегрального числа фотонов в диапазоне углов от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  соответствует кривая 3. Следует отметить, что зависимости 2 и 3 уже при  $p > 0,039$  атм отличаются менее чем на 1%. Однако ход их значительно различается вблизи порога. Ниже его полная интенсивность /кривая 3/ не обращается в ноль и сравнима с интенсивностью переходного излучения, испускаемого вперед на границе никель-вакуум при  $\gamma \sim 300^{8/}$ . Кривая 4 представляет зависимость от давления числа фотонов только в одном правом пике ( $K=+1$ ), а кривая 5 - это разность между кривыми 3 и 2. Зависимость интенсивности излучения ниже порога для диапазона углов  $0^\circ - 1^\circ$  представлена кривой 6. В более широком диапазоне углов /от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ / интенсивность ниже порога отличается в меньшую сторону от зависимости 3 не более чем на 2%, так что основная интенсивность /-40% от полной/ сосредоточена в области малых углов излучения. Для сравнения величин  $dN/d\lambda$ , показанных на рисунке, приведем их значения при  $\beta n = 1$ :  $\frac{dN}{d\lambda} = 6,691 \cdot 10^6$  фотонов/см /с учетом всех пиков/, а только в нулевом пике  $\frac{dN}{d\lambda} = 6,0406 \cdot 10^6$  фотон/см.

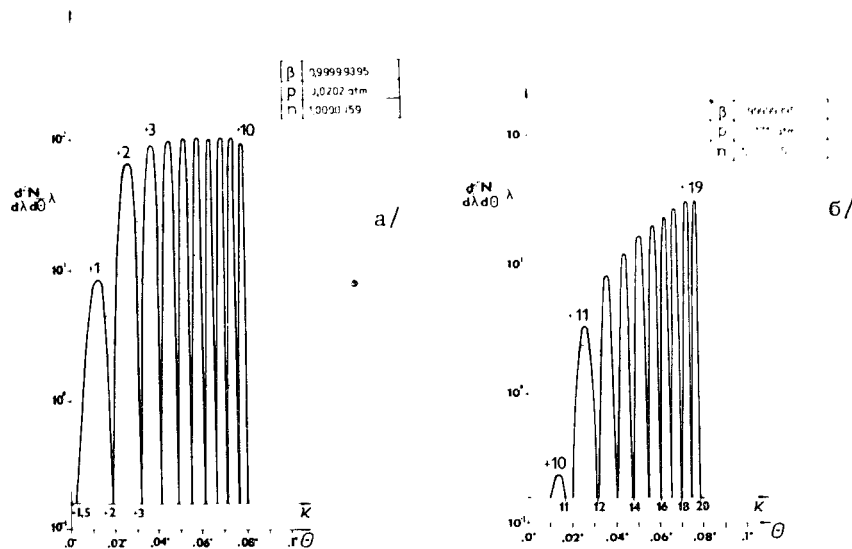


Рис.4. Угловые распределения числа фотонов черенковских максимумов высших порядков ниже порога ИВЧ: а/  $p = 0,0202$  атм /  $n = 1,0000059$ ; б/  $p = 0,0171$  атм /  $n = 1,0000050$ .

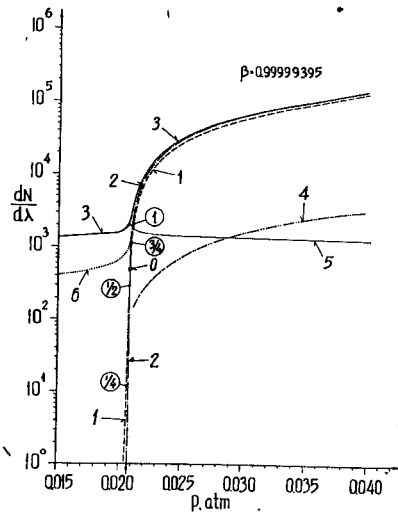


Рис.5. Ход интенсивности числа фотонов с  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$  на единичный интервал длин волн  $dN/d\lambda$  в зависимости от давления воздуха  $p$ , рассчитанный по формуле Тамма/5/, применительно к черенковскому счетчику длиной  $\ell = 4 \text{ м}$  и  $\beta_{\pi} = 0,99999395 / p_{\pi} = 40 \text{ ГэВ/с/}$ : 1/ ход только центрального максимума ( $k=0$ ); 2/ формула Тамма-Франка; 3/ полная интенсивность с учетом всех максимумов; 4/ только одного правого максимума ( $k=+1$ ); 5/ разность между кривыми 3 и 2; 6/ то же, что и пункт 3, но в диапазоне углов от  $0^\circ$  до  $1^\circ$ . Точка "0" соответствует пересечению кривых 1 и 2. Цифры в кружках обозначают то же, что и на рис.3.

Таким образом, формула Тамма /5/, которая использовалась в расчетах, позволяет проследить за плавным переходом от характеристик чисто переходного излучения /ниже порога/ к чисто черенковскому излучению /далеко над порогом/. Иными словами, формула Тамма в районе порога плавно переводит полную интенсивность ПИ в полную интенсивность ИВЧ; спектр фотонов ПИ ( $\sim 1/\lambda$ ) - в спектр ИВЧ ( $\sim 1/\lambda^2$ ); полную независимость интенсивности ПИ от длины радиатора  $\ell$  - в линейную зависимость ИВЧ от  $\ell$ .

### 6. Порог возникновения ИВЧ

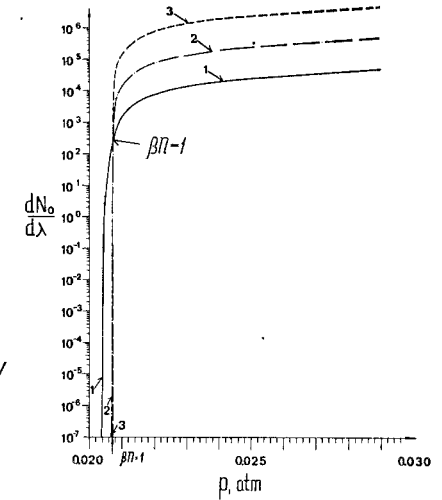
Интенсивность ИВЧ по теории Тамма-Франка<sup>/1/</sup>, справедливой для бесконечной длины радиатора, при пороговом условии  $\beta n = 1$  должна обращаться в нуль. Однако, как на это уже обращалось внимание в работе<sup>/5/</sup>, при конечной длине радиатора это условие не имеет места, т.е. явление ИВЧ носит беспороговый характер.

Таммом<sup>/2/</sup> было получено аналитическое выражение энергии ИВЧ для порогового случая ( $\beta n = 1$ ) с учетом всех вторичных максимумов в виде

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2 \beta^2}{\pi c} n \{ \ln(4\gamma \omega_0 t) - 1 \}, \quad /13/$$

где  $\gamma = 1,781\dots$ , а  $t = \frac{\ell}{2\beta c}$ .

Рис.6. Зависимость числа фотонов в нулевом пике  $\frac{dN_0}{d\lambda}$  от давления воздуха в счетчике при разной его длине вблизи порога ИВЧ: 1 - 4 м; 2 - 40 м; 3 - 400 м.



Для числа фотонов формула /13/ приобретает вид

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\beta^2 n a}{\pi} \{ \ln(4\gamma \omega_0 t) - 1 \}, \quad /14/$$

где  $a = \frac{e^2}{\pi c}$ . Обращает на себя внимание тот факт, что суммарная

интенсивность ИВЧ /т.е. с учетом всех пиков/ для порогового случая зависит от длины радиатора логарифмически, а спектр фотонов имеет вид

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\beta^2 n a}{\pi \lambda} \{ \ln \frac{2\gamma \ell}{\lambda \beta} - 1 \}. \quad /15/$$

Расчет по формуле /14/ для рассматриваемого здесь счетчика дает величину  $\lambda \frac{dN}{d\lambda} (\beta n = 1) = 84,53 \cdot 10^{-8}$  фотона. Непосредственное вычисление этой же величины по формуле /5/ с учетом всех пиков дает совпадающий результат.

Однако, как показывают расчеты, интенсивность ИВЧ в центральном пике при условии  $\beta n = 1$  совсем не зависит от длины радиатора.

Пропорциональность ИВЧ длине радиатора начинается вблизи верхней границы скорости, соответствующей практически полному появлению центрального максимума, как это следует из рассмотрения только одного члена суммы формулы /6/, т.е. интегрирования по  $k$  в пределах от  $-1$  до  $+1$ . В результате нетрудно прийти к следующему выражению для числа испущенных фотонов:

$$\frac{dN}{d\lambda} = - \frac{2a\ell}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \int_{-1}^{+1} \frac{\sin(k\pi) d(k\pi)}{(k\pi)^2} + \frac{2a}{\pi n^2 \ell}, \quad /16/$$

откуда следует, что при  $\frac{\lambda}{\ell} \ll 1$   $\frac{dN}{d\lambda} \sim \ell$ . Таким образом, получается,

что при  $\beta n = 1$  интенсивность излучения практически не зависит от  $\ell$ , а при  $\beta = \frac{1}{n - \lambda/\ell}$  интенсивность  $\sim \ell$ . Это наглядно иллюстрирует-

ся конкретными расчетами зависимостей  $\frac{dN}{d\lambda}$  от давления воздуха при различных длинах счетчика /рис.6/. При  $\beta n \approx 1$  все три кривые пересекаются в одной точке. Поэтому, если считать, что одной из характерных черт ИВЧ является пропорциональность его интенсивности длине радиатора, то порог ИВЧ следует переопределить и считать его равным

$$\beta_{\text{пор.}} = \frac{1}{n - \lambda/\ell}, \quad /17/$$

т.е. порог ИВЧ соответствует той скорости частицы, при которой центральный пик появился полностью. Это определение порога отличается от рекомендованного в работе /6/ в сторону увеличения на величину

$$\Delta\beta = \frac{\lambda}{\ell} \cdot \frac{2}{\{n^2 - (\lambda/\ell)^2\}}. \quad /18/$$

В связи с отмеченными выше особенностями изменения интенсивности ИВЧ в главном максимуме в диапазоне скоростей, определяемом формулой /18/, как бы разыгрывается процесс появления "зародыша" ИВЧ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм И.Е., Франк И.М. ДАН СССР, 1937, т.14, с.107.
2. Tamm Ig. J.Phys., 1939, 1, p.439.
3. Lawson J.D. Phil.Mag., 1954, 45, p.748.
4. Aitken D.K. et al. Proc.Phys.Soc., 1963, 82, p.710.
5. Кобзев А.П. ОИЯИ, Р14-10925, Дубна, 1977.
6. Кобзев А.П., Франк И.М. ОИЯИ, Р14-80-793, Дубна, 1980.
7. Кобзев А.П., Франк И.М. ОИЯИ, Р14-12653, Дубна, 1979.
8. Зрелов В.П. и др. ОИЯИ, Р2-4058, Дубна, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 ноября 1982 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Зрелов В.П. и др. P1-82-784  
 Расчеты пороговых характеристик излучения Вавилова-Черенкова, испускаемого ультрарелятивистскими частицами в газовом черенковском счетчике

В работе на основании формулы Тамма для интенсивности излучения Вавилова-Черенкова при конечных длинах радиаторов, приведенной к удобному для расчетов виду, проанализированы свойства излучения в газовом пороговом счетчике, возникающего от частиц с  $\beta=0,99999395 / p_{\pi}=40$  ГэВ/с. Подробно рассмотрены изменения угловых распределений основного и дополнительных черенковских максимумов высших порядков как выше, так и ниже порога ИВЧ. Показано, что ниже классического порога ( $\beta_n=1$ ) интенсивность излучения/с учетом всех вторичных максимумов/ примерно совпадает с интенсивностью оптического переходного излучения. Выше /и особенно вблизи/ порога поведение интенсивностей ИВЧ, описываемых формулами Тамма ( $I_T$ ) и Тамма-Франка ( $I_{T-F}$ ), весьма различно. В частности,  $I_T$  при  $\beta_n \approx 1$  не обращается в ноль и почти не зависит от длины радиатора. Пропорциональность же ее длине  $\ell$  радиатора начинается со скоростей  $\beta=1/(n-\frac{1}{2})$ , т.е. тогда, когда основной максимум - "зародыш" ИВЧ - появится полностью. В связи с этим это значение скорости целесообразно считать пороговым.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Zrelov V.P. et al. P1-82-784  
 Calculations of Threshold Characteristics of Vavilov-Cherenkov Radiation Emitted by Ultrarelativistic Particles in a Gaseous Cherenkov Counter

The properties of the radiation produced by particles with  $\beta=0.99999395$  ( $p_{\pi}=40$  GeV/c) in a gaseous threshold counter are analysed on the basis of the Tamm formula for the intensity of the Vavilov-Cherenkov radiation at finite lengths of radiators, the formula being reduced to a suitable form. Angular distribution variations of the primary and secondary high order Cherenkov maxima both above and below the VChR threshold are considered. It is shown that below the classical threshold ( $\beta_n=1$ ) the radiation intensity with allowance for all secondary maxima coincides with the intensity of the optical transition radiation. Behaviour of the VChR intensities above the threshold, especially when close to it, described by the Tamm ( $I_T$ ) and Tamm-Frank ( $I_{T-F}$ ) formulae is quite different. In part,  $I_T$  at  $\beta_n=1$  does not reduce to zero and is almost independent of the radiator length. It becomes proportional to the radiator length  $\ell$  from the speeds  $\beta=\frac{1}{n-\frac{1}{2}}$  i.e., when the primary maximum - VChR "embryo" - fully appears. Herewith, it is reasonable to consider this speed value as a threshold one.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982