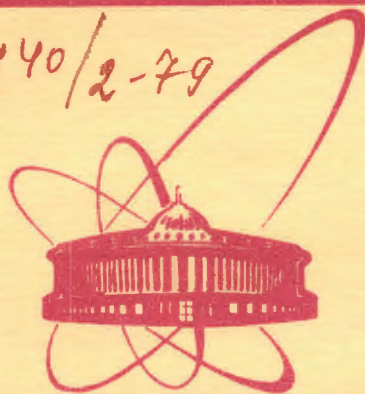


У440/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5/11-79

П-441

P2 - 12478

М.И. Подгорецкий

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
НЕКАНАЛИРУЮЩИХ  
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ,  
ДВИЖУЩИХСЯ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ  
К КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИМ ПЛОСКОСТЯМ

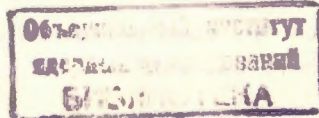
1979

P2 - 12478

М.И.Подгорецкий

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
НЕКАНАЛИРУЮЩИХ  
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ,  
ДВИЖУЩИХСЯ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ  
К КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИМ ПЛОСКОСТЯМ**

*Направлено в ЯФ*



Подгорецкий М.И.

P2 - 12478

Электромагнитное излучение неканалирующих ультрарелятивистских частиц, движущихся под малыми углами к кристаллографическим плоскостям

Анализируются условия, при которых заряженные ультрарелятивистские частицы, пролетающие через кристалл вне угла Линхарда, генерируют электромагнитное излучение, обладающее рядом специфических свойств, отличающих его от излучения каналирующих частиц. В частности, его интенсивность не зависит от знака заряда и от угла наклона траектории к кристаллографическим плоскостям /пока угол меньше некоторой предельной величины/, в то время как спектральный состав определяется именно этим углом и энергией частицы. В ряде случаев указанное излучение может быть использовано в тех же целях, что и излучение при каналировании; его наличие следует также учитывать при анализе экспериментов с  $\mu$ -мезонами высоких энергий в космических лучах.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Podgoretsky M.I.

P2 12478

Electromagnetic Radiation of Nonchanneling Ultrarelativistic Particles Moving at Small Angles to Crystallographic Planes

Conditions under which charged ultrarelativistic particles, flying through a crystal outside the Linkhard angle, generate an electromagnetic radiation which has some specific properties as compared to channeling particle radiation are analyzed. In particular, its intensity does not depend on a charge sign and on slope angle of trajectory to crystallographic planes (while this angle is less than a certain limit value), whereas it is this angle and particle energy which determine spectral composition. In some cases the radiation could be used for the same purposes as the radiation at channeling; its presence should be considered also when analyzing experiments with high energy mesons in cosmic rays.

The Investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. В последнее время появилось много работ, посвященных специфическому излучению, возникающему при каналировании ультрарелятивистских позитронов в кристаллах /см., например, ссылки в /1/, а также работы /2,3,4/. В частности, при плоскостном каналировании речь идет о движении позитрона между двумя кристаллографическими плоскостями под небольшим углом к этим плоскостям; электростатическое отталкивание от плоскостей приводит к поперечным колебаниям позитрона и, следовательно, - к излучению. В дальнейшем мы будем интересоваться только ультрарелятивистскими частицами. Тогда при выполнении некоторых дополнительных условий их движение можно описывать классически и пользоваться простой моделью, в которой положительные заряды ядер и отрицательные заряды электронов непрерывно "размазаны" вдоль рассматриваемых плоскостей. Потери энергии на излучение

$$\frac{d\epsilon}{dz} = - \frac{2e^4 E^2 \gamma^2}{3(mc^2)^2}, \quad /1/$$

где  $e$  и  $m$  - заряд и масса позитрона,  $\gamma$  - его лоренц-фактор,  $z$  - продольная координата,  $E$  - напряженность электрического поля, зависящая от поперечной координаты  $x$ ; величину  $E^2$  следует усреднить по траектории частицы в соответствии с характером поперечных колебаний.

При каналировании вдоль плоскости /110/ кремния потенциал близок к гармоническому /5/, т.е.

$$eE = -kx, \quad k = 4 \cdot 10^{17} \text{ эВ/см}^2. \quad /2/$$

Здесь  $x$  отсчитывается от плоскости, равноотстоящей от тех двух плоскостей, между которыми происходит каналирование. С учетом /2/ для частиц, падающих на кристалл параллельно плоскостям /110/, формула /1/ переходит в

$$\frac{d\epsilon}{dz} = - \frac{k^2 e^2 \gamma^2 d^2}{36(mc^2)^2}, \quad /3/$$

где  $d \approx 2 \cdot 10^{-8}$  см - расстояние между соседними кристаллографическими плоскостями /110/ кремния. Хотя точный вид зависимости поля  $E$  от поперечной координаты  $x$  не очень важен, дальнейшее обсуждение и численные оценки мы будем проводить, исходя из /2/. В частности, для кремния формула /3/ дает  $d\epsilon/dz \approx 10^{-6} \gamma^2$  МэВ/см.

Прохождение позитрона через аморфную среду /или через кристалл, но под очень большим углом к кристаллографическим осям и плоскостям/ сопровождается обычным тормозным излучением. Соответствующие удельные потери  $(d\epsilon/dz)_T$  пропорциональны первой степени лоренц-фактора; для кремния  $(\frac{d\epsilon}{dz})_T \approx 5 \cdot 10^{-2} \gamma$  МэВ/см. При энергии  $\epsilon \approx 1$  ГэВ тормозные потери велики по сравнению с потерями /3/; однако при  $\epsilon \approx 25$  ГэВ оба механизма потерь сравниваются, а при еще больших энергиях обсуждаемое специфическое излучение значительно превышает по своей интенсивности тормозное.

С ростом энергии интенсивность каналирующих частиц быстро растет не только интенсивность специфического излучения, но также и его жесткость. Это обстоятельство предлагалось использовать для ряда прикладных целей, в частности для создания мощных источников  $\gamma$ -излучения /см., например, /8-9//.

Для обсуждаемых здесь явлений важную роль играет параметр  $\gamma' = \frac{mc^2}{kA^2}$ , где  $A$  - максимальная амплитуда колебаний, еще совместимая с эффектом каналирования; при плоскостном каналировании  $A \approx d/2$ , т.е.

$$\gamma' \approx \frac{4mc^2}{kd^2} \quad /4/$$

Каналирование возможно только тогда, когда частицы входят в кристалл под небольшим углом  $\theta$  к кристаллографической плоскости, не превышающим некоторого критического угла

$$\theta_k \approx (\gamma\gamma')^{-1/2} \quad /5/$$

При  $\theta > \theta_k$  частица не может удержаться внутри канала и эффект каналирования не имеет места.

2. Обычно предполагают, что с исчезновением каналирования исчезает и специфическое излучение /1/. Можно, однако,

\* По своему смыслу  $\gamma'$  совпадает с величиной  $\tilde{\gamma}$ , использованной в §5 работы /1/, отличаясь от последней только численным множителем; для кремния  $\gamma' \approx 1,4 \cdot 10^4$ .

показать, что последнее утверждение нуждается в существенных уточнениях, анализ которых и составляет цель настоящей работы. Рассмотрим частицу /позитрон или электрон, для дальнейшего это безразлично/, пересекающую кристаллографические плоскости под таким углом  $\theta$ , для которого выполнены неравенства

$$\theta_k \ll \theta \ll 1 \quad /6/$$

Поскольку при достаточно большой энергии критический угол  $\theta_k$  очень мал, условия /6/ вполне реализуемы. Такие частицы не могут каналировать, их траектории близки к прямолинейным; с другой стороны, при  $\theta \ll 1$  модель "размазанного заряда" остается вполне справедливой. Следовательно, остается и специфическое излучение, описываемое формулой /1/. Единственное отличие состоит в том, что величину  $E^2$  надо теперь усреднять по практически прямолинейному движению, а не по синусоидальному движению, свойственному каналированию\*. Тогда /1/ переходит в

$$\frac{d\epsilon}{dz} = \frac{k^2 e^2 d^2 \gamma^2}{18(mc^2)^2} \quad /7/$$

т.е. потери энергии удваиваются по сравнению с /3/. Подчеркнем еще раз, что формула /7/ относится в равной мере как к позитронам, так и к электронам и что рассматриваемые потери не зависят от величины угла  $\theta$ . Оба последних утверждения остаются верными и при отличии поля от простейшей формы /2/, хотя конкретный вид /7/ может сильно измениться за счет изменения величины  $E^2$ .

Описанные простые результаты получены в рамках классического подхода, и только в этих рамках можно гарантировать их справедливость. Следовательно, возникает вопрос об условиях, при которых движение частицы и ее излучение можно рассматривать классически. Выполнение этих условий приводит, как мы сейчас увидим, к установлению верхней границы на допустимые значения угла  $\theta$ . О движении ультррелятивистской частицы по классической траектории можно говорить, если длина волны де Бройля, соответствующая изменению поперечного импульса  $q$ , мала по сравнению с поперечными размерами тех областей, внутри которых существенно изменяется внешнее поле. В интересующем нас случае это приводит к тре-

\* Аналогичное утверждение относится, конечно, и к движению частицы под небольшим углом к кристаллографической оси при выполнении условия, сходного с /6/.

бованию

$$\Delta q \cdot \frac{d}{2} > \frac{h}{2} \quad /8/$$

Чем меньше  $\theta$ , тем больший путь проходит частица между двумя смежными плоскостями и тем, следовательно, больше величина  $\Delta q$ . С помощью /2/ легко получить выражение  $\Delta q = kd^2 / 8\theta c$ , после чего неравенство /8/ переходит в условие

$$\theta < \nu \approx d/2\gamma\lambda_0, \quad /9/$$

в котором  $\lambda_0 = \frac{h}{mc}$  - комptonовская длина электрона. Если речь идет о плоскостях /110/ кремния, то в правой части /9/ стоит довольно большая величина, близкая к  $2,3 \cdot 10^{-2}$ . Тем самым в интересующей нас области очень высоких энергий двойное неравенство /6/ оказывается выполненным с большим запасом. Действительно, уже при  $\epsilon \approx 1$  ГэВ получаем  $\theta_k \approx 2 \cdot 10^{-4}$ , что на два порядка меньше, чем /9/.

Рассмотрим теперь требование классичности излучения, которое можно сформулировать в виде неравенства

$$h\Omega < \epsilon, \quad /10/$$

где  $\Omega$  - частота излучения /поскольку излучение не является монохроматическим, речь идет не о какой-то конкретной частоте, а только об области частот, характерных для основной массы фотонов/. Спектральный состав определяется, как известно, соотношением между углом отклонения частицы при прохождении ею области, занятой полем /в нашей задаче речь идет об угле  $\alpha \approx \Delta q / mc\gamma$  /, и углом порядка  $1/\gamma$ , внутри которого идет основная масса излучения /см., например, /10/, §77/. Как легко видеть, отношение  $\alpha / (1/\gamma) \approx \frac{1}{2\theta\gamma}$ ; поскольку

нас интересуют углы  $\theta \approx \frac{d}{2\gamma\lambda_0}$ , окончательно получаем  $\alpha / (1/\gamma) \approx \frac{\lambda_0}{d} \ll 1$ . В соответствии с §77 в книге /10/ в этих условиях

спектральный состав излучения определяется размерами области, занятой полем. В лабораторной системе частица пересекает пространство между двумя смежными плоскостями за время  $\tau = d/\theta c$ , в системе самой частицы соответствующее время

$\tau^* = d/\theta c\gamma$ , т.е. характерная частота  $\Omega^* \approx \frac{1}{\tau^*} = \frac{\theta c\gamma}{d}$ ; после-

дующий переход в лабораторную систему дает

$$\Omega \approx \frac{\theta c\gamma^2}{d} \quad /11/$$

В связи с формулами /11/ и /12/ напомним, что для излучения, возникающего при каналировании, частота зависит только от величины  $\gamma$ , например, для плоскостного каналирования при  $\gamma \ll \gamma'$  имеем

$$\Omega \approx \frac{2c\gamma}{d} \left(\frac{\gamma}{\gamma'}\right)^{1/2} \quad /12/$$

Формулы /11/ и /12/, напротив, кроме  $\gamma$ , содержат еще угол  $\theta$ , что позволяет регулировать частоту  $\Omega$  при фиксированном значении  $\gamma$  и неизменной общей интенсивности. Сопоставление /11/ с условием классичности /10/ показывает, что при  $\gamma \ll \gamma'$  область допустимых углов  $\theta$  определяется неравенством

$$\theta < d/\lambda_0\gamma, \quad /13/$$

более слабым, чем /9/; поэтому реальное ограничение на допустимые углы  $\theta$  по-прежнему задается условием /9/. Можно показать, что условие /13/ справедливо и при  $\gamma > \gamma'$ . Поэтому в области  $\gamma > \gamma'$  мы приходим к ограничению

$$\theta < \eta \approx \frac{d}{\lambda_0\gamma}, \quad /14/$$

значительно более сильному, чем /9/. Следовательно, при  $\gamma \ll \gamma'$  возможные углы  $\theta$  ограничены условием /9/, при  $\gamma \gg \gamma'$  - условием /14/.

Хотя правая часть /14/ уменьшается с ростом  $\gamma$  значительно быстрее, чем  $\theta_k$ , в условиях применимости классического подхода она всегда остается больше критического угла. Действи-

тельно, отношение двух рассматриваемых углов равно  $\left(\frac{\gamma'}{\gamma}\right)^{1/2} \frac{d}{\lambda_0}$ .

С другой стороны, при очень больших  $\gamma$  частица начинает генерировать во внешнем поле  $e^+e^-$ -пары, и тогда класси-

\* При выводе /11/ область между двумя смежными плоскостями рассматривалась сама по себе, независимо от других таких областей. Легко видеть, что наличие большого числа параллельных плоскостей, последовательно пересекаемых траекторий частицы, не меняет полученного результата.

ческое рассмотрение теряет смысл. Чтобы этого не было, должно быть, как известно /см. /10/, §75/, выполнено условие  $\gamma E \ll \frac{m^2 c^3}{e \hbar}$ , которое в рассматриваемом нами случае принимает вид

$$\gamma \ll \gamma' d / \lambda_0. \quad /15/$$

Отсюда следует, что при любых  $\gamma$ , меньших предельно допустимого значения /15/, правая часть /14/ остается больше критического угла каналирования  $\theta_k$ . Последнее обстоятельство может оказаться существенным в чисто практическом плане, поскольку оно приводит к резкому ослаблению требований, предъявляемых к точности ориентации кристалла и к угловой расходимости пучка. Например, при  $\epsilon \approx 100$  ГэВ критический угол уже очень мал  $\theta_k \approx 2 \cdot 10^{-5}$  /, в то время как угол, определяемый формулой /14/, еще довольно велик ( $\eta \approx 10^{-8}$ ).

Если угол  $\theta$  превосходит границы, определяемые формулами /9/ и /14/, то от классического подхода следует перейти к квантовому, который требует специального анализа, нами не проведенного. Ясно, конечно, что специфическое излучение при этом полностью не исчезает; с другой стороны, можно высказать не очень определенные качественные соображения, из которых, вероятно, следует заметное уменьшение его интенсивности по сравнению с /7/. Поэтому в дальнейшем мы будем предполагать, что границы классического описания /9/ и /14/ практически совпадают с границами самого существования обсуждаемого интенсивного излучения, сознавая вместе с тем, что последовательный квантовый расчет может не подтвердить этого предположения.

Канализующие позитроны не могут близко подойти к ядрам, из-за чего резко падает хаотическое многократное кулоновское рассеяние. В противоположность этому при  $\theta \gg \theta_k$  частицы пересекают кристаллографические плоскости и многократное рассеяние становится таким же, как для аморфного тела. В результате после прохождения достаточно большого пути  $l_{кр}$  возможны "хаотизация" движения, нарушение первоначально выполненных условий /9/ и /14/ и, как следствие, - исчезновение специфического излучения. Для оценки порядка величины  $l_{кр}$  надо при  $\gamma < \gamma'$  приравнять среднеквадратичный угол многократного рассеяния к правой части /9/, а при  $\gamma > \gamma'$  - к правой части /14/. В случае кремния  $\theta^2 \approx 80 l / \gamma^2$ , если  $l$  измерять в сантиметрах. Отсюда при  $\gamma < \gamma'$  следует

$$l_{кр} \approx \frac{1}{80} \left( \frac{d\gamma}{2\lambda_0 \gamma'} \right)^2 \approx 7 \cdot 10^{-8} \gamma'^2 \text{ см,}$$

т.е. уже при  $\gamma = 10^3$  получаем  $l_{кр} \approx 7$  см. Аналогично при  $\gamma > \gamma'$

$$l_{кр} \approx \frac{1}{80} \frac{\gamma'}{\gamma} \left( \frac{d}{\lambda_0} \right)^2.$$

Здесь  $l_{кр}$  падает с ростом  $\gamma$ , однако даже при максимально допустимых значениях  $\gamma$ , определяемых формулой /15/, величина  $l_{кр}$  остается еще очень большой, а именно,

$$l_{кр} \approx \frac{1}{80} \cdot \frac{d}{\lambda_0} \approx 10.$$

В принципе выход за пределы допустимых углов может произойти не только из-за постепенного накопления малых отклонений в процессе многократного рассеяния, но также за счет одного акта "катастрофического" кулоновского рассеяния на достаточно большой угол /о "катастрофических" рассеяниях см. /1/ /. Соответствующие простые оценки показывают, что и при таком механизме речь идет о величинах  $l_{кр}$ , измеряемых многими сантиметрами\*.

3. Для количественных оценок мы использовали до сих пор движение частицы под малым углом к плоскостям /110/ кремния. Сходные явления будут, конечно, и в других кристаллах. Надо только иметь в виду, что зависимость поля от  $x$  может сильно отклоняться от /2/. В частности, можно думать, что при больших атомных номерах  $Z$  основное излучение происходит не при движении частицы между плоскостями, а при пересечении самих плоскостей. Для качественной ориентировки здесь можно пользоваться представлением о непрерывном распределении электрического заряда внутри "слоев", образованных тепловыми колебаниями ядер, относящихся к одной кристаллографической плоскости /более подробно о "слоях" см. в /1/ / \*\*. Тогда в грубом приближении при больших  $Z$  вне "слоя" поле отсутствует, а для области внутри "слоя" снова можно пользоваться выражением /2/, в котором

\* Следует, правда, иметь в виду, что многократное рассеяние может очень сильно влиять на спектральный состав обсуждаемого излучения.

\*\* Аналогичное интенсивное излучение при пересечении "слоев" имеет, конечно, место и для кремния, но оно возникает только при углах  $\theta$ , значительно меньших углов, определяемых условиями /9/ и /14/.

$$k = \frac{2\pi Z e^2}{Rd^2} \quad /16/$$

Здесь  $R$  - амплитуда тепловых колебаний ядер, толщина "слоя" равна  $2R$ . Следовательно, почти все прежние результаты остаются справедливыми, но в соответствующих формулах надо заменять  $d$  на  $2R$  и учитывать, что при движении между "слоями" излучение отсутствует. В частности, формулы /4/, /7/ и /9/ переходят в

$$\gamma' = mc^2 d^2 / 2\pi Z e^2 R, \quad /4'/$$

$$\frac{d\epsilon}{dz} = -16\pi^2 Z^2 e^6 \gamma^2 R / 9 d^5 (mc^2)^2, \quad /7'/$$

$$\theta < \xi \approx R / \gamma \lambda_0. \quad /9'/$$

Для свинца отсюда следует  $\gamma' \approx 4 \cdot 10^3$ ,  $d\epsilon/dz \approx 7,5 \cdot 10^{-6} \gamma^2$  МэВ/см и  $\xi \approx 2 \cdot 10^{-2}$ . Для обычных тормозных потерь в свинце  $(\frac{d\epsilon}{dz})_T \approx \gamma$  МэВ/см,

следовательно, рассматриваемые нами специфические потери превышают тормозные, начиная с  $\epsilon \approx 10$  ГэВ; в случае кремния аналогичная энергия составляет примерно 12,5 ГэВ.

Формулу /7'/ можно переписать в виде

$$\frac{d\gamma}{dz} = -\delta \gamma^2, \quad \delta = \frac{16\pi^2}{9} \cdot \frac{Z^2 e^2 \gamma^2 R}{d^5 (mc^2)^3}. \quad /7''/$$

Следовательно, при прохождении слоя толщиной  $z$  конечная величина  $\gamma$  связана с начальной  $\gamma_0$  соотношением

$$\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_0} = \delta z. \quad /17/$$

Если в исходном пучке имеется относительный разброс  $\frac{\Delta \gamma_0}{\gamma_0}$ ,

то, исходя из /17/, для соответствующего разброса конечного пучка получаем

$$\frac{\Delta \gamma}{\gamma} = \frac{\Delta \gamma_0}{\gamma_0} \cdot \frac{\gamma}{\gamma_0}, \quad /18/$$

т.е. при значительных потерях энергии, когда  $\frac{\gamma}{\gamma_0} \ll 1$ , имеет место монохроматизация пучка. К сожалению, допустимые толщины  $z$  довольно малы /иначе заметную роль играли бы обычные тормозные потери, приводящие к большим флуктуациям энергии/.

Следовательно, отношение  $\frac{\gamma}{\gamma_0} \ll 1$  только при очень высоких исходных энергиях, а это предъявляет практически почти не-

выполнимые требования к допустимой угловой расходимости пучка. Другие возможные применения специфического излучения /в частности, аналогичные тем, которые обсуждаются в литературе в связи с излучением при каналировании/ кажутся более перспективными.

4. До сих пор рассматривались явления при прохождении коллимированного пучка частиц через соответствующим образом ориентированный монокристалл. Предположим теперь, что речь идет о поликристалле, состоящем из очень большого числа мелких кристаллитов. Проходящая через поликристалл частица будет, как правило, пересекать кристаллиты под большими углами к их кристаллографическим плоскостям; тогда потери энергии определяются обычным тормозным излучением. Имеется, однако, хотя и малая, но вполне определенная вероятность  $W$  попасть в кристаллит под углом  $\theta$ , лежащим внутри пределов /9/ или /14/; тогда возникает рассмотренное выше специфическое излучение, существенно превосходящее при достаточно высоких энергиях тормозное. В итоге оказывается, что специфическое излучение дает некоторый вклад в потери энергии и при прохождении частиц через поликристалл.

Вероятность того, что угол  $\theta$  между траекторией частицы и кристаллографической плоскостью кристаллита не превосходит некоторого значения  $\phi$ , равна  $2\phi/\pi$ . Далее надо учесть, что в кристаллите имеется несколько эквивалентных /или почти эквивалентных/ плоскостей; для грубой оценки можно положить их число  $N \approx 5 \div 10$ . В итоге получаем

$$\left. \begin{aligned} W &\approx \frac{dN}{\lambda_0 \gamma'}, & \gamma \ll \gamma', \\ W &\approx \frac{dN}{\gamma \lambda_0}, & \gamma \gg \gamma'. \end{aligned} \right\} \quad /19/$$

Отсюда следует, что усредненные по случайным направлениям кристаллитов специфические потери

$$\left. \begin{aligned} \langle \frac{d\epsilon}{dz} \rangle &\approx \frac{Nd}{\lambda_0 \gamma'} \cdot \frac{d\epsilon}{dz}, & \gamma \ll \gamma', \\ \langle \frac{d\epsilon}{dz} \rangle &\approx \frac{Nd}{\gamma \lambda_0} \cdot \frac{d\epsilon}{dz}, & \gamma \gg \gamma', \end{aligned} \right\} \quad /20/$$

где величина  $\frac{d\epsilon}{dz}$  берется в соответствии с /7/. При  $\gamma \ll \gamma'$  усредненные потери  $\langle \frac{d\epsilon}{dz} \rangle \approx \gamma^2$ , а при  $\gamma \gg \gamma'$  они пропорцио-

нальны  $\gamma'$ ; поэтому их отношение к обычным тормозным потерям сначала растет пропорционально  $\gamma$ , а при  $\gamma \gg \gamma'$  становится постоянным. Максимального значения это отношение достигает в области  $\gamma \approx \gamma'$ ; причем для кремния речь идет о величине порядка  $1/5 \div 10\%$ , а для свинца аналогичные оценки дают  $1/3 \div 5\%$ . Таким образом, вклад специфического излучения в общие потери энергии при прохождении электронов или позитронов через поликристаллы невелик, хотя для некоторых веществ он, вероятно, наблюдаем. Вместе с тем специфическое излучение может оказать заметное влияние на флуктуации потерь энергии, поскольку "удачное попадание" в кристаллит сопровождается при достаточно высоких энергиях очень интенсивным излучением, более интенсивным, чем тормозное, и обладающим другим спектральным составом.

Соотношение между специфическим излучением и обычным тормозным резко изменяется, если через поликристалл проходят не электроны или позитроны, а  $\mu$ -мезоны высокой энергии. При такой замене интенсивности обоих типов излучения одинаково уменьшаются в  $(M/m)^2$  раз, где  $M$  - масса  $\mu$ -мезона; этот фактор никак, конечно, не влияет на их отношение. Правая часть  $1/9$ , как легко видеть, не зависит от массы частицы, так как  $\gamma' \sim M$ , а  $\lambda_0 \sim 1/M$ ; поэтому при  $\gamma < \gamma'$  вероятность  $W$  также остается прежней. Решающим является то обстоятельство, что сама величина  $\gamma'$  возрастает в  $M/m \approx 200$  раз. Следовательно, первые из формул  $1/19$  и  $1/20$  справедливы теперь вплоть до  $\gamma \approx \gamma'_\mu \approx 200\gamma'_e$ , и при таких значениях  $\gamma$  отношение специфических потерь к обычным тормозным также возрастает примерно в 200 раз. Это значит, что для кремния специфические потери могут превышать тормозные в  $10 \div 20$  раз, а для свинца - в  $5 \div 10$  раз, т.е. в обоих случаях они становятся основным источником потерь энергии. При этом речь идет об энергиях  $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{14}$  эВ в случае кремния и  $\epsilon \approx 6 \cdot 10^{13}$  эВ в случае свинца; для таких энергий обсуждаемое явление выражено с наибольшей силой, однако оно становится существенным и при значительно меньших энергиях\*. Нам кажется, что изложенные качественные соображения могут быть полезными при исследовании энергетического спектра  $\mu$ -мезонов космических лучей как по их поглощению в земле, так и с помощью различного рода калориметров /см., например, <sup>11/</sup>. При этом следует иметь в виду

\*Наличие неклассического излучения вне предельного угла  $1/9$  может привести к дальнейшему усилению роли рассматриваемых эффектов.

не только изменение абсолютной величины и энергетической зависимости средних потерь, но также и другой характер флуктуаций.

В заключение подчеркнем еще раз предварительный характер всех изложенных выше соображений; речь здесь идет только о постановке вопроса и качественных оценках. Количественное рассмотрение должно быть основано на более адекватных моделях и должно включать квантовомеханический анализ явлений.

Выражаю благодарность В.Г.Барышевскому, А.А.Воробьеву, А.Г.Бонч-Осмоловскому, И.М.Граменицкому, В.Л.Любошицу, Э.А.Перельштейну и Г.Б.Христиансену за важные замечания и помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Осмоловский А.Г., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1979, 29, с.432.
2. Kumakhov M.A., Wedel R. Phys.Stat.Sol., 1977, 84, p.581.
3. Baryshevskii V.G. et al. Phys.Stat.Sol., 1978, 88, p.351.
4. Шраменко Б.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 4, с.1423.
5. Gemmel D.S. Rev.Mod.Phys., 1974, 46, 129.
6. Кумахов М.А. ДАН СССР, 1976, 230, с.1077.
7. Tsyganov E.N. Fermilab Internal Report TM-682, 1976.
8. Кумахов М.А. ЖЭТФ, 1977, 72, с.1489.
9. Белошицкий В.В., Кумахов М.А. ЖЭТФ, 1978, 74, с.1244.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, "Наука", М., 1960.
11. Христиансен Г.Б. и др. ЯФ, 1972, 15, с.966.
12. Ахизер и др. ЖЭТФ, 1979, 76, с.1244.

Примечание при корректуре: После того как настоящая статья была написана, мне стала известна работа <sup>12/</sup>, посвященная сходной теме. Наши результаты частично перекрываются.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 мая 1979 года.