

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԳԱՐԿԱՆՈՒԹՅԱՆ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ՓԻԶԻԿԵՍԿԻ ԻՆՏԻՏՄՏ

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԶԱՂԱԴՐՈՒՄ ԿԱՎՈՒՄԸ ԸՍՏԱՆԵ

ԵՓԻ-91(74)

Դ Մ Գարիբյան

ԷԼԵԿՏՐՈԴԻՆԱՄԻԿԵՍԿԻ ԲԶԱԻՄՈՎԵՅԻՎՆԻՅԱ
ՇԱՄԻՑ ԲՈԼՅԻՒՒՒՒ ԷՆԵՐԴԻՅ Ը ԲԵՇԵՍՏՎՈՄ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ -91(74)

Г.М.ГАРИБЯН

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЧАСТИЦ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ С ВЕЩЕСТВОМ^{ж)}

Ереван 1974

^{ж)} Расширенный текст доклада, прочитанного на общем собрании Академии Наук Армянской ССР 27 марта 1974 г.

1. Введение

Известно, что неподвижный заряд создает вокруг себя электрическое поле, напряженность которого согласно закону Кулона убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от заряда. Если заряд начинает двигаться, то он создает вокруг себя уже не только электрическое поле, но и магнитное поле, или, как говорят, электромагнитное поле (рис.1).

Это электромагнитное поле без каких-либо происшествий переносится вместе с самим зарядом, если заряд движется равномерно и прямолинейно. Если же заряду почему-то, например, из-за столкновения с ядром атома, приходится менять направление своего движения, то поле заряда должно перестроиться и в результате заряд "обраывает" с себя часть своего электромагнитного поля и тогда говорят, что имеет место тормозное излучение (рис.2).

При этом мы полагаем, что все процессы происходят в вакууме. Как же будут протекать процессы в веществе?

Вещество состоит из атомов, имеющих ядро и электронную оболочку. Так как ядро по своей массе намного тяжелее электронов, то на поле заряда будут в первую очередь откликаться атомные электроны. В прос-

тейшем случае, когда этот заряд неподвижен, он своим электрическим полем будет деформировать электронные оболочки атомов, создавая у них дипольный момент, т.е. он будет поляризовать среду (рис.3).

Если заряд движется в веществе, то он будет поляризовать среду уже своим электромагнитным полем, создавая у атомов переменный во времени дипольный момент, т.е. заставляя их как бы "дышать". При этом заряд теряет часть своей энергии, оставляя её в среде на возбуждение атомов и их ионизацию, а также расходуя её на черенковское излучение.

2. Эффект Вавилова-Черенкова

Для того, чтобы наглядно представить себе механизм появления черенковского излучения вспомним, что свободное излучение движется в вакууме со скоростью света $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек. Однако в веществе это излучение движется со скоростью уже равной c/n , n - коэффициент преломления среды, который фактически учитывает эффект "трения" излучения о среду при прохождении через нее.

Пусть заряд движется вдоль оси Z в веществе, имеющем бесконечные размеры. Обозначим через v скорость движения заряда. Фаза поля заряда, зависящая от координаты z , есть $\omega z/v$, где ω - циклическая частота. Фаза поля свободной сферической волны, зависящая от расстояния z до того места, где она возникла, есть $\omega n z/c$. Имеем это в виду, рассмотрим два случая:

1) $v < c/n$ (рис.4а), т.е. излучение движется быстрее, чем генерирующий его заряд и поэтому сферические волны электромагнитного излучения, образуемые на пути частицы, никогда не пересекутся друг с другом и постепенно затухнут.

2) $v > c/n$. Тогда отмеченные волны пересекаются и усиливаясь они приводят к образованию в среде ударной электромагнитной волны или черенковского излучения (рис.4б). Найдем условие, при котором имеет место усиление излучения. Пусть в точке 1 под углом θ испускается излучение (см.рис.5). Тогда фаза поля, испущенного в точке 2, совпадет с фазой поля излучения в точке 1', если $\omega z/v = \omega n z/c$. Так как $z = r \cos \theta$, то из полученного условия следует, что усиливаться будет то излучение, которое испускается под углом θ , определяемом из формулы $\cos \theta = 1/\beta n$ (где $\beta = v/c$), являющейся известным условием образования черенковского излучения.

Все эти процессы протекают в безграничной однородной среде и поэтому они стационарны и не зависят от времени.

Мы видим, что угол испускания черенковского излучения и, как можно показать, его интенсивность зависят от β или v , т.е. от скорости частицы, которая не может превзойти скорость света. Поэтому измеряя характеристики черенковского излучения можно тем самым измерить величину скорости частицы.

Кроме того из приведенных формул видно, что частица может образовать черенковское излучение частоты ω не при любой скорости, а если только её величина удовлетворяет условию $\beta n(\omega) \geq 1$ (это следует из требования $\cos \theta \leq 1$). Таким образом, черенковское излучение обладает пороговым свойством, т.е. данная частота испускается начиная с некоторой скорости (так называемой, пороговой скорости) и при ещё больших её значениях.

Это явление, открытое советскими физиками академиками С. И. Вавиловым, П. А. Черенковым, И. Е. Таммом и И. М. Франком, и способ, основанный на нём, широко вошли в послевоенные годы в практику работы лабораторий, занимающихся элементарными частицами, и его авторы

(кроме С.И. Вавилова, который скончался в 1951 г.) были удостоены в 1958 г. Нобелевской премии.

В последние годы стали сооружаться такие гигантские ускорители, в которых частицы достигают скоростей практически равных скорости света. Для столь быстрых частиц значительно более характерной, чем β является величина лоренц-фактора частицы, равная $\gamma = E/mc^2 = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Действительно, частицы, имеющие одинаковые и очень близкие к единице значения β будут сильно отличаться друг от друга величинами γ .

3. Переходное излучение

К сожалению черенковское излучение вдали от порога практически не зависит от γ . Если же захотеть воспользоваться этим излучением вблизи порога, где имеется зависимость от γ то оказывается, что подобные черенковские счетчики при $\gamma > 10^2$ трудно реализуемы.

Имея это в виду обратимся к рассмотрению таких задач на излучение, которые зависят от времени, например, к рассмотрению задачи на излучение при наличии границ раздела сред.

Итак, рассмотрим излучение, которое возникает, когда заряд пересекает границу раздела двух сред, т.е. рассмотрим так называемое, переходное излучение (см. рис.6, где ϵ_1 и ϵ_2 - диэлектрические постоянные сред).

Отметим сразу же три свойства, которые отличают его от черенковского излучения. Во-первых, переходное излучение возникает при любых скоростях движения частицы. Во-вторых, это излучение имеется только тогда, когда $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$, т.е. для его возникновения обязательна, пространственная несимметрия. В третьих, ясно, что этот процесс имеет место на тех промежутках вре-

мени, когда заряд пролетает границу раздела сред. Из последнего свойства сразу же следует, что это излучение должно быть очень слабо.

Действительно, из электродинамики известно, что всякий одноразовый процесс излучения имеет вероятность порядка постоянной тонкой структуры $\alpha = 1/137$. Поэтому округляя мы можем сказать, что один переходный квант будет образован, если заряд пересечет примерно сто границ раздела сред. Для того, чтобы понять, как это мало, сравним это число с количеством черенковских квантов, образующихся на одном сантиметре пути заряда в плотном веществе. Ясно, что черенковское излучение будет образовываться на расстояниях вдоль траектории заряда порядка и больше длины волны испускаемого излучения λ и с вероятностью опять равной α . Тогда для числа квантов грубо по порядку величины получим цифру.

$\alpha / \lambda \approx 1/137 \cdot 0,25 \cdot 10^5 \approx 2 \cdot 10^2$, т.е. на одном сантиметре пути образуется несколько сот квантов.

Мы видим, что разница в числе квантов достигает нескольких порядков (считая, например, что на одном сантиметре расположено несколько десятков границ раздела сред).

В свое время у читателя после ознакомления с основополагающей работой В.Л. Гинзбурга и И.М. Франка [1] (посвященной теории переходного излучения и опубликованной в 1946 г.) могла возникнуть надежда использовать это излучение для измерения энергий очень быстрых частиц. Эта надежда должна была возникнуть, так как в работе [1] было показано, что интенсивность переходного излучения логарифмически растет с ростом лоренц-фактора частицы. Однако, с другой стороны, столь малое число образующихся квантов должно было вызвать сильные сомнения в осуществимости этих планов.

Вместе с тем, уже тогда было сразу же ясно, что если мы хотим использовать переходное излучение

для указанной выше цели, надо увеличить число квантов образуемых одной заряженной частицей. А для этого существовал следующий, наиболее простой путь — заставить заряд пройти через очень большое число границ раздела сред, т.е. через стопку пластин [2].

Сейчас, когда о свойствах переходного излучения мы знаем несравненно больше, чем в середине пятидесятых годов, мы знаем также несколько больше и о предистории этого явления, которая представляется нам небезынттересной и поучительной.

4. Немного истории

Оказывается переходное излучение было впервые обнаружено не теоретически, а экспериментально еще в 1919 г. немецким физиком Лилленфельдом при бомбардировке металлической поверхности медленными электронами [3]. Вплоть до 1932 г. в литературе появилось 9 работ по свойствам этого излучения. Однако природа этого явления не была установлена и вскоре о нем почти все забыли.

В 1945-1946 г.г. В.Л.Гинзбург и И.М.Франк [1] в Москве и А.Резанов [4] (под руководством А.А.Соколова) в Свердловске теоретически поставили задачу об излучении, возникающем при переходе заряда из одной среды в другую. В обеих работах были найдены соответствующие поля излучения. Однако в отличие от А. Резанова в работе В.Л.Гинзбурга и И.М.Франка был вычислен и исследован также и характерный для задачи поток энергии электромагнитного излучения и обсуждены возможности экспериментального обнаружения этого излучения. В результате этого анализа они пришли к заключению, что переходное излучение имеет место в оптической области частот [5]. Но, к сожалению, эти работы не вызвали сразу же экспериментальных исследований и физика переходного излучения вначале долго

не развивалась, несмотря на призывы к экспериментаторам со стороны теоретиков заняться этим вопросом.

С другой стороны в Германии некоторые физики еще помнили об излучении Лилиенфельда, так как в 1949 году появилась статья [6], в которой была сделана попытка найти механизм излучения Лилиенфельда. То, что эта статья прошла незамеченной нашими физиками и то, что в Германии не заметили статей [1] и [4] объясняется, по-видимому, отсутствием устойчивой международной научной связи в первые послевоенные годы.

Впервые сознательно переходное излучение в оптической области частот было обнаружено почти одновременно в 1958 г. А.Е. Чудаковым в СССР (см. [15]) и Дж. Джелли, Эллотом и П. Голдсмитом в Англии (см. [5, 7]).

В 1959 г. теоретически было предсказано [8,9], что в переходном излучении, испускаемом вперед относительно направления движения крайнерелятивистской заряженной частицы, должна появиться рентгеновская часть спектра, т.е. было предсказано возникновение рентгеновского переходного излучения (р.п.и.).

Можно сказать, что после установления этого факта началось интенсивное взаимостимулирующее теоретическое и экспериментальное исследование переходного излучения. В результате совместных усилий теоретиков и экспериментаторов сейчас наши сведения о явлении переходного излучения очень сильно продвинулись вперед. Почему р.п.и. вызвало такой интерес, будет показано несколько ниже.

Что же касается переходного излучения, испускаемого назад, то там имеются только оптическая и более низкочастотная части спектра излучения.

5. Зоны формирования переходного излучения

Теория переходного излучения базируется в основном на использовании аппарата макроскопической электр-

размытость границы должна быть меньше этой величины. Однако из смысла введенных выше понятий зон формирования следует (и это было строго доказано в [10]), что для применимости теории с резкими границами к реальным границам достаточно, чтобы шероховатость поверхности была бы меньше зон формирования. Эти последние, к счастью, являются уже достаточно большими величинами.

6. Некоторые свойства рентгеновского переходного излучения

Из формул для зон формирования в вакууме видно, что как для излучения испускаемого вперед, так и для излучения испускаемого назад эти зоны имеют порядок

$$z_{\text{бак}} \sim \lambda \cdot \gamma^2,$$

где λ — есть длина волны излучения λ , деленная на 2π (мы положили при этом $\nu \sim \gamma^{-1}$).

Из этой формулы следует первое важное преимущество р.п.и. перед оптическим переходным излучением. А именно, то, что в случае р.п.и. длина зоны формирования в вакууме примерно на 3 порядка меньше, чем в случае оптического излучения, при тех же значениях лоренц — фактора γ .

Это обстоятельство очень важно, так как если мы хотим, чтобы при прохождении заряда через стопку пластин переходное излучение не было ослаблено из-за влияния соседних пластин, промежутки между ними должны быть больше зоны формирования в вакууме. Это очень существенное ограничение, ибо, например, при $\gamma = 10^4$ в оптической области частот $z_{\text{бак}}^{\text{опт}} = 10^{-3}$ см

$\gamma^2 = 10^3 \cdot 10^8 \text{ см} = 10^3 \text{ см}$. В рентгеновской же области $\lambda_{\text{рент}}^{\text{бак}} = 1 \text{ см}$.

Наконец, из выражений для зон формирования можно получить еще одно следствие – это найти ту граничную частоту, до которой образуется переходное излучение, испускаемое вперед. Ясно, что излучение не будет образовываться, если появится пространственная симметрия, или на языке зон формирования, когда

$$z_{\text{вещ}} \approx z_{\text{бак}}$$

В оптической области частот, где обычно $\epsilon(\omega)$ не близко к единице, и для ультрарелятивистских частиц (т.е. при $\beta \rightarrow 1$) это означает

$$\frac{\lambda_{\text{опт}}}{1 - \beta\sqrt{\epsilon}} \approx \frac{\lambda_{\text{опт}}}{1 - \beta}$$

При этом мы пренебрегли углами излучения, так как можно показать, что $\vartheta \sim \gamma^{-1}$. Видно, что излучение будет менее интенсивным на тех частотах, когда $\epsilon(\omega)$ приближается к единице.

В рентгеновской области частот $\epsilon(\omega)$ близко к единице и равно $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_0^2 / \omega^2$ (ω_0 – плазменная частота вещества). В рассматриваемом нами случае, из требования равенства зон формирования получаем

$$\frac{\lambda_{\text{рент}}}{1 - \beta^2 + \omega_0^2 / \omega^2} \approx \frac{\lambda_{\text{рент}}}{1 - \beta^2}$$

Это условие может иметь место, только если $1 - \beta^2 \gg \omega_0^2 / \omega^2$. Мы видим, что в данном случае имеется граничная частота $\omega_{\text{гр}} = \omega_0 \cdot \gamma$, выше которой интенсивность рентгеновского переходного излучения будет мала.

Отсюда следует второе важное преимущество р.п.и. по сравнению с оптическим переходным излучением, а именно, линейная зависимость $\omega_{ар}$ от лоренц-фактора заряда γ (рис.9). В свою очередь это приводит к линейной зависимости от γ всего испущенного р.п.и., тогда как в случае оптического переходного излучения эта зависимость логарифмическая. Итак, дифференциальная спектральная интенсивность переходного излучения зависит от лоренц-фактора ультрарелятивистского заряда логарифмически (см.рис.9), но граница, до которой простирается это излучение, зависит от лоренц-фактора линейно.

Таким образом, теоретически открытое в 1959 г. р.п.и., сделало принципиально возможным, путем измерения его интенсивности, определение γ -фактора быстрых частиц. При этом имеется в виду как практическая возможность осуществления стопки пластин, имеющей разумные геометрические размеры, так и большая чувствительность интенсивности р.п.и. от γ -фактора заряда.

7. Случай пластины и стопки пластин

Хотя нашей основной задачей является рассмотрение стопки пластин, однако последовательно рассмотрим сначала образование переходного излучения в одной пластине (рис.8). Если пластина достаточно толстая, а именно $a \gg \lambda_{вещ.}$, то излучение образуется независимо на каждой из границ.

При $a \sim \lambda_{вещ.}$ начинается интерференция излучений, образованных на передней и задней гранях пластин. Очень легко найти положения максимумов в спектральном распределении излучения. Для этого надо потребовать, чтобы поля, образованные на передней и задней гранях пластины, складывались. На языке фаз полей это означает $(\frac{\omega}{v} - \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}) a = 2\pi(n + \frac{1}{2})$, ($n = 0, 1, \dots$). Отсюда можно получить, что положения максимумов

приходятся на частоты (если ν , $\gamma^{-1} \ll \omega_0/\omega$)

$$\omega_n = \frac{\omega_0^2 a}{4\pi\nu(n + \frac{1}{2})}$$

Ширина этих максимумов порядка десятков кэв (рис.10).

Теперь мы уже можем подойти к задаче о стопке пластин (рис.11). Если расстояния между пластинами очень велики ($b \gg z_{\text{вак}}$), то интенсивность излучений от всех пластин складываются независимо.

Если же расстояния b начинают приближаться к зоне формирования, то излучения от соседних пластин начинают интерферировать между собой. Потребуем, чтобы в этом случае поля от соседних пластин складывались, т.е.

$$\left(\frac{\omega}{\nu} - \frac{\omega}{c} \sqrt{\bar{\epsilon} - \sin^2 \vartheta} \right) \ell = 2\pi n, \quad (n = 1, 2, \dots)$$

Здесь $\bar{\epsilon}$ — средняя диэлектрическая постоянная стопки, $\ell = a + b$.

Написанное уравнение есть условие интерференционного усиления излучений, образованных на соседних пластинках и оно было в таком виде впервые получено член-корреспондентом АН Арм.ССР М.Л. Тер-Микаеляном (см. [11]) и названо им условием резонанса, а само излучение названо резонансным излучением.

Если решить это уравнение, то при выполнении тех же неравенств, что и в случае пластины, получим

$$\omega_n = \frac{\omega_0^2 a}{4\pi\nu n}, \quad (n = 1, 2, \dots)$$

Из приведенных результатов численных расчетов (рис. 12) действительно видно, что положения максимумов

в стопке пластин несколько сдвигаются влево по сравнению со случаем пластины (рис. 10). Отметим еще раз, что для максимумов, приведенных на рис. 10 и 12, характерно то что их положения определяются толщиной пластины, хотя длина волны излучения и размеры пластины отличаются друг от друга на несколько порядков. Однако такая зависимость имеется на самом деле и возникает она из-за того, что фазы поля излучения и заряда ведут себя по разному. В силу этого оказывается, что переходное излучение образуется не на расстояниях порядка волны, а на зонах формирования. Для случаев, приведенных на рис. 10 и 12, зоны формирования того же порядка, что и толщины пластин, поэтому и в спектре излучения возникают соответствующие осцилляции.

8. Переходное излучение в нерегулярной среде

Поставим два следующих вопроса:

1) действительно ли нужна строгая регулярность стопки для того, чтобы генерировалось излучение, упомянутое в предыдущем пункте, и может ли нарушение этой строгой регулярности стопки привести к сильному уменьшению её интенсивности?

2) или же излучение в стопке имеет природу переходного излучения, для которого важно наличие границ раздела сред и учет интерференционных эффектов и которое надо рассматривать так, как это было сделано в предыдущем пункте.

Для того, чтобы ответить на эти вопросы рассмотрим излучение от хаотически расположенных пластин произвольной толщины [12]. Это означает, что толщины пластин могут принимать значения d_i , а расстояния между ними - b_i (рис. 13). Вероятность появ-

ления значений a_i и b_i задается функциями $f_a(z)$ и $f_b(z)$. Тогда можно найти согласно обычных правил, среднее значение толщины пластины $\langle a \rangle$ и среднее расстояние $\langle b \rangle$ между пластинами, а также среднее квадратичное отклонение толщин пластин от среднего значения $\langle \Delta a^2 \rangle$ и среднее квадратичное отклонение расстояний между пластинами от среднего значения $\langle \Delta b^2 \rangle$.

Введем понятие степени нерегулярности стопки

$$\zeta_a = \frac{\sqrt{\langle \Delta a^2 \rangle}}{\langle a \rangle}, \quad \zeta_b = \frac{\sqrt{\langle \Delta b^2 \rangle}}{\langle b \rangle}.$$

На рис.14 приведены результаты численных расчетов [12] для случая, когда $\langle a \rangle = 7$ мк и $\langle b \rangle = 410$ мк. Пунктирные кривые описывают регулярную стопку и случай, когда $\zeta_a = \zeta_b = 4,47\%$, штриховые кривые соответствуют $\zeta_a = \zeta_b = 40\%$, а сплошные кривые соответствуют $\zeta_a = \zeta_b = 70\%$.

Таким образом, даже при очень высокой степени нерегулярности стопки ($\sim 70\%$) интенсивность излучения изменяется незначительно, причем она может как уменьшаться, так и увеличиваться. Это означает, что мы можем отрицательно ответить на первый из поставленных выше вопросов и положительно на второй.

Практическим осуществлением нерегулярной стопки является пенопласт, срез которого представлен на рис.15. Эксперимент по генерации р.п.и в пенопласте был впервые поставлен на электронном ускорителе Ереванского физического института, по предложению канд. наук М.П.Лорикяна еще в 1969 году [13] и результаты эксперимента совпали с полученными недавно теоретическими кривыми.

9. Экспериментальные исследования и пути создания детекторов частиц.

Как и всякое явление, предсказанное теоретически,

р.п. и. сначала должно было быть исследовано с точки зрения того, насколько теория хорошо описывает эксперимент. Соответствующие опыты были поставлены в СССР и США. И если вначале существовали какие-то сомнения в этом вопросе, то исследования последних лет говорят о том, что рассказанная выше теория и эксперимент находятся в хорошем согласии друг с другом [14].

Другим более сложным вопросом является создание детекторов быстрых частиц на основе р.п.и. Для того, чтобы представить себе возникающие здесь трудности заметим, что р.п.и.-детектор (или сокращенно "репид") должен обязательно содержать слюдяную среду (или радиатор), через которую проходит частица. В результате на выходе радиатора мы будем иметь частицу и кванты р.п.и., причем последние движутся под очень малыми углами $\sim \gamma^{-1}$ относительно направления движения частицы. Все дело заключается в том, чтобы в этой ситуации суметь так зафиксировать кванты р.п.и., чтобы заряженная частица не помешала этому.

Но прежде чем переходить к конкретным способам решения этой задачи отметим, что обычно в распоряжении экспериментатора имеется установка, которая может наблюдать с какой-то эффективностью кванты р.п.и. в некоторой вполне определенной области частот. Очень важно в какой области частот квантов окажется величина $\omega_{gr} = \omega_0 \gamma$ при интересующих нас значениях величины γ -фактора заряда. Если значения ω_{gr} придутся как раз на ту область частот рентгеновских квантов, которая может быть зарегистрирована установкой, то число наблюдаемых квантов р.п.и. будет зависеть от величины γ линейно и даже более остро. Например, если установка может детектировать кванты рентгеновского излучения с энергией в десятки кэв то такая установка будет хорошо отличать частицы с γ -факторами в районе $10^3 - 10^4$, так как обычно $\omega_0 \approx 20 - 40$ эв.

Подчеркнем еще раз, что зависимость от γ - фактора числа квантов р.п.и. с частотами значительно меньшими ω_{gr} - логарифмическая, тогда как для квантов в районе ω_{gr} эта зависимость - линейная или даже более острая. Из этого обстоятельства следует тот важный факт, что для того, чтобы с помощью репиды отделить друг от друга частицы с разными γ - факторами и с одинаковыми массами, нам при острой зависимости потребуется меньшее число квантов р.п.и. чем в случае, когда эта зависимость логарифмическая. То же самое имеет место, если надо разделить частицы с одинаковыми импульсами или энергиями, но обладающие разными массами.

Если теперь вернуться к задаче о том, как отдельно зафиксировать кванты р.п.и. и заряд, то в этом вопросе, а также вообще в вопросе изменения в положительную сторону отношения к возможностям р.п.и., большую роль сыграл метод, предложенный кандидатом наук М. П. Лорикяном. Он основан на использовании после радиатора в качестве одновременного регистратора р.п.и. и заряда стримерных камер с примесью тяжелого благородного газа ксенона [13]. Благодаря наличию ксенона камера имеет большую эффективность регистрации р.п.и. Высокое пространственное и угловое разрешение камеры позволяют с хорошей точностью производить подсчет числа фотоэлектронов, образованных переходными квантами (см. рис. 16). Очевидно, что в данном случае также и оптимально решается вопрос светосилы прибора, что часто крайне важно для эксперимента.

Другим перспективным методом является способ, впервые реализованный в работе [15] проф. Л. Ц. Л. Юафнем с сотрудниками, в котором первичная частица и переходные кванты пропускаются после радиатора через многонитевой пропорциональный счетчик (по этому поводу см. также [16-18]). Указанные счетчики являются хорошими детекторами р.п.и., если они запол-

нены, также как и в случае стримерной камеры [13], газом с большим атомным номером (например, криптоном или ксеноном). Область энергий, в которой имеют место ионизационные потери первичной частицы, оказывается несколько левее (см. рис. 17) области энергий, соответствующей наблюдаемому р.п.и.

Надо также иметь в виду, что в обоих рассмотренных методах нельзя увеличивать беспрестанно размеры слоистой среды с целью увеличения числа квантов р.п.и. Дело в том, что в самой слоистой среде происходит поглощение квантов р.п.и. и число их на выходе радиатора при увеличении размеров последнего будет, начиная с некоторого размера, оставаться постоянным. Поэтому целесообразно, следуя [15], после каждой стопки, состоящей, скажем из 100 пластин, ставить устройство детектирующее кванты р.п.и. Например в работе [17] имелось 11 таких стоек и 11 многонитевых пропорциональных счетчиков. Причем в принципе ограничение на число таких стоек и счетчиков накладывается количеством проходимого зарядом вещества и геометрией задачи.

В этом отношении представляет интерес другой вариант детектора [19], в котором используется то обстоятельство, что кванты р.п.и. в области энергий в несколько десятков кэв за счет эффекта Комптона рассеиваются в бок, почти сохраняя свою энергию. Поэтому если иметь длинный цилиндрический радиатор, составленный, например, из пенопласта, и коаксиально вокруг него установить газовый многонитевой пропорциональный счетчик, то этот счетчик будет детектировать кванты р.п.и., претерпевшие комptonовское рассеяние в пенопласте (см. рис. 18). При этом сама частица в счетчик не попадает.

Очевидно, что помимо указанных методов в принципе возможны также и другие. Какой из них окажется более удобным покажет будущее, но вполне возможно, что в зависимости от каждой решаемой задачи будет

использоваться тот или иной тип репида.

10. Микроскопическая теория переходного излучения

Вдумаемся теперь в механизм образования р.п.и. Излучение, которое образуется, имеет длину волны порядка расстояний между атомами среды и порядка размеров атомов. Ясно, что для таких волн среда уже не будет сплошной и излучение будет взаимодействовать в отдельности с каждым атомом (рис.19). Это означает, что необходимо построить микроскопическую теорию образования р.п.и. Когда эта теория была создана [20], то оказалось, что для аморфных тел её результаты совпадают с результатами макроскопической теории. Различие имеется только для кристаллов. А именно, из-за явления брэгговского отражения часть поля заряда может отразиться от соответствующих атомных плоскостей кристалла и в результате заряд, проходя через кристалл создаст лауэграмму (рис.20а). Это имеет место для отдельных брэгговских частот, длина волны которых порядка межатомных расстояний. В центральном пятне лауэграммы на общем фоне макроскопического переходного излучения на тех же брэгговских частотах будут также наблюдаться узкие (~ 10 эв) максимумы, что и в боковых пятнах (рис.20б). Столь малая узость этих динамических максимумов обязана явлению брэгговского отражения, имеющему место на огромном количестве атомных плоскостей. Вот эти динамические максимумы действительно сразу исчезают (аналогично тому как ставился вопрос в начале п.8), если нарушить регулярность кристалла, например, если толщина кристалла, обладающего идеальной структурой, становится меньше чем $c\omega/\omega_0^2$ (см.[20]).

Заметим, что задачу о перпендикулярном пролете заряда через стопку макроскопических пластин можно, в

отличие от того, как это делалось в п. 7, решить точно (см. например, [2,21,22]), не накладывая ограничений на количество пластин, или, другими словами, не пренебрегая отраженным излучением (см. [23]). Тогда можно показать [22] , что и в этом подходе на брегговских частотах с длиной волны порядка периода неоднородности стопки имеет место явление отражения поля заряда в направлении почти точно назад. Таким образом, аналогично тому, как это имело место в микроскопической теории [20] и здесь в направлении почти точно назад возникают узкие максимумы брегговски отраженного излучения.

Подчеркнем, что рассмотренные сейчас максимумы имеют совершенно иную природу, чем те, о которых говорилось в п. 7 . А именно, они возникают только в толстом кристалле, либо в толстой стопке пластин. Появляются они не благодаря фазовым соотношениям между полями, а их наличие следует из формул для амплитуды рассеянного поля. И, наконец, они имеют брегговскую природу, так как длины волн излучения, на которых имеются максимумы, удовлетворяют обычному условию Брегга.

11. Первичное переходное излучение

Создание микроскопической теории образования рентгеновского переходного излучения позволило получить формулы для переходного излучения, образуемого на отдельных атомах [24] или, лучше сказать "первичного переходного излучения". При этом мы имеем в виду рис.19, т.е. то, что в среде переходное излучение генерируется в результате сложения первичных излучений, образованных на отдельных атомах с учетом соответствующих фаз полей. Отсюда ясно, что если у нас имеется всего один атом, то равномерно движущийся заряд будет на нем также образовывать некоторое излу-

чение, которое можно назвать первичным переходным излучением (рис.21).

Таким образом, если в работах [20] с помощью микроскопической теории излучения равномерно движущегося заряда в вещества были получены формулы для черенковского и переходного излучений, то в работах [24], пользуясь той же теорией, были получены формулы для тормозного излучения электронов отдачи отдельных атомов — процесса, лежащего в основе рассмотренных в [20] коллективных эффектов излучения.

Если обозначить через τ размеры атома, то оказывается что при $\tau \omega / c \ll 1$ поперечное сечение образования этого излучения превращается (за исключением выражения находящегося под знаком логарифма) в поперечное сечение образования тормозного излучения свободными электронами отдачи, обладающее изотропным угловым распределением.

Если же имеет место обратное неравенство, то угловое распределение образующегося при этом излучения приобретает острую направленность вперед, которая характерна для переходного излучения, генерируемого ультрарелятивистской частицей на макроскопических объектах.

С другой стороны, пролетающий быстрый заряд может сам отклониться в поле ядра атома и испустить при этом тормозное излучение (см.рис.2).

Таким образом, при пролете ультрарелятивистского заряда через газ мы имеем два конкурирующих процесса: тормозное излучение быстрого заряда и излучение атомных электронов отдачи (или первичное переходное излучение). Если сравнить эти процессы в области энергий излучения больших энергий связи электронов в атоме, но значительно меньших массы покоя электрона, то оказывается что при $\omega \leq \tau / c \sim 1$ кэв сечения этих процессов примерно одинаковы. Если же $\omega \gg 1$ кэв, то тормозное излучение быстрого электрона становится основным процессом излучения кван-

тов.

12. Возможные астрофизические применения

Мы покажем ниже, что в некоторых астрономических объектах первичное переходное излучение наряду с тормозным излучением быстрых электронов может быть одним из основных процессов, приводящих к образованию мягкого рентгеновского излучения.

Дело в том, что в последние годы наблюдения нашей галактики в миллиметровой области частот привели к открытию так называемых молекулярных облаков, состоящих в основном из молекул водорода. Эти облака являются, по-видимому самыми крупными объектами в нашей галактике. Так, например, молекулярное облако Орион-А имеет размеры около 10 световых лет, облако около галактического центра — от 50 до 100 световых лет. Массы этих облаков находятся в интервале $10^4 + 10^5$ солнечных масс.

Если мы имеем молекулярное облако, то движущийся сквозь него заряд будет образовывать первичное переходное излучение на каждой молекуле только в том случае, если это облако достаточно разреженное.

В самом деле, если сконденсировать это облако в жидкое или твердое тело, то первичное переходное излучение, образуемое во всем объеме, в результате учета фаз поля превращается в обычное переходное излучение [20], образуемое только при входе и выходе заряда из вещества.

Известно, что расстояния между молекулами водорода в таких облаках порядка 10^{-1} см. Эти расстояния; во всяком случае, больше зоны формирования переходного излучения в вакууме например, для $\omega \sim 1$ кэв и $\gamma \sim 10^3$. Следовательно в таких облаках имеет место независимое образование первичного переходного излучения на отдельных молекулах.

Наши численные оценки [24] числа квантов первичного переходного излучения и тормозного излучения быстрых электронов в таких облаках сопадают с результатами наблюдений космического рентгеновского излучения с энергией ~ 1 кэв, произведенных на искусственных спутниках Земли.

Но вместе с тем, интересно отметить, что согласно вышесказанного из разреженных частей молекулярных облаков будет идти более интенсивное излучение, чем из плотных частей, так как в первом случае будут работать оба механизма излучения, а во-втором случае — только тормозной механизм излучения быстрых электронов.

Кроме того, исходя из тех же соображений, ясно, что если в молекулярных облаках имеют место пульсации плотности, то это приведет также к пульсациям интенсивности и в первичном переходном излучении. Тормозной механизм образования излучения быстрым зарядом таким свойством не обладает. С другой стороны пульсации в интенсивности рентгеновского космического излучения действительно наблюдаются.

13. Заключение

Заканчивая доклад я хотел бы только остановиться на том в каком состоянии находится сейчас вопрос об использовании переходного излучения в качестве того физического процесса, который может дать нам сведения о лоренц-факторе быстрых зарядов. В настоящее время физики, занимающиеся частицами высоких энергий, считают, по всей видимости, метод переходного излучения единственным методом определения γ -фактора, не приводящим при этом к исчезновению самой частицы. Об этом свидетельствуют предложения по использованию этого метода на крупнейшем работающем ускорителе в Батавии и на строящемся в ЦЕРН'e [25].

Метод переходного излучения может быть использован также для идентификации частиц высоких энергий и в космических лучах. Первый такой эксперимент осуществлен уже на высокогорной станции Ереванского физического института группой лабораторий под руководством кандидата наук А.Г.Оганесяна [26] .

Настоящий доклад является очень кратким изложением некоторой части материала, опубликованного в более чем ста работах , выполненных по теории переходного излучения в Армении (подробную библиографию см. [27]).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л. Гинзбург, И.М. Франк. ЖЭТФ, 16, 15 (1946)
2. Г.М. Гарибян. ЖЭТФ, 35, 1435 (1958)
3. J.E. Lilienfeld. Physik. Zeits. 20 28(1919).
4. А.Резанов. ЖЭТФ, 16, 878 (1946)
5. И.М. Франк. УФН 68, 397 (1959)
6. K. Sommermeuz. Z. f. Naturforsch. 4a, 440(1949).
7. Дж.Джелли. Черенковское излучение и его применение. Иностран. литература, Москва, 1960 г. стр.72
8. Г.М. Гарибян. ЖЭТФ, 37 , 527 (1959)
9. К.А. Барсуков. ЖЭТФ, 37, 1106 (1959)
10. А.Ц. Амагуни, Н.А. Корхмазян. ЖЭТФ , 39, 1011 (1960)
11. М. Л. Тер-Микаелян, А.Д. Газазян. ЖЭТФ, 39, 1993 (1960)
12. Г.М. Гарибян , Л.А. Геворкян, Ян Ши. ЖЭТФ, 66, 552 (1974)
13. К.М. Авакян, А.И. Алиханян, Г.М. Гарибян, М.П. Лорикян, К.К. Шихларов. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 5, 267 (1970);
Phys. Rev. Lett. 25, 635(1970).
14. L. C. L Yuan. Internat. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics. Frascati, 1973. p.334
А.И. Алиханян, там же, стр. 350
15. H. Uto, L. C. L. Yuan, F. G. Dell, C. L. Wang. Nucl. Inst. and Meth. 97, 389(1971).
16. А.И. Алиханян, Ф.Р. Арутюнян, К. А. Испирян, М.Л. Тер-Микаелян. Изв. АН СССР серия физическая 26 , 746 (1962)
17. F. Harris, T. Katsura, S. Parker, V.Z. Peterson, R.W. Ellsworth, G. B. Yodh, W. W. M. Allison, C. B. Brooks, J. H. Coobb, J. H. Mulvey. Nucl. Inst. and Meth. 107, 413 (1973); дальнейшее развитие см. M. L. Cherry и др., там же 115, 141(1974)

18. А.И.Алиханян, С.А.Канкаян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян. ПТЭ № 4, стр.51 (1974)
19. М.П.Лорикян. ПТЭ, № 3, стр.73 (1971)
20. Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 61, 930, (1971); 63, 1198 (1972)
21. В.А.Аракелян, Г.М.Гарибян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 4, 339 (1969)
22. А.А.Авакян, Г.М.Гарибян, Ян, Ши. Изв.АН Арм. ССР, Физика 9, 12 (1974)
23. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ 60, 39 (1971)
24. Г.Г.Бахшян, Г.М.Гарибян, Ян Ши. Астрофизика, 9, 371, (1973); 10, 93 (1974); 11, №1, (1975).
25. *European Committee for Future Accelerators;*
CERN, 72/4. vol.1 pp. 353-367; vol.2 pp. 199-203.
26. В.В.Авакян, К. М. Авакян, А.И.Алиханян, Л.С.Багдасарян, О.М.Винницкий, С.П.Казарян, С.С.Казарян, С.А.Канкаян, Э.А.Мамиджанян, Э.М.Матевосян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян. Изв.АН Арм.ССР, Физика 9, № 6 (1974)
27. Г.М.Гарибян. Научные сообщения ЕрФИ-ТФ-13(70); ЕФИ-27(73): Труды международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1970г., т.2, стр.509.

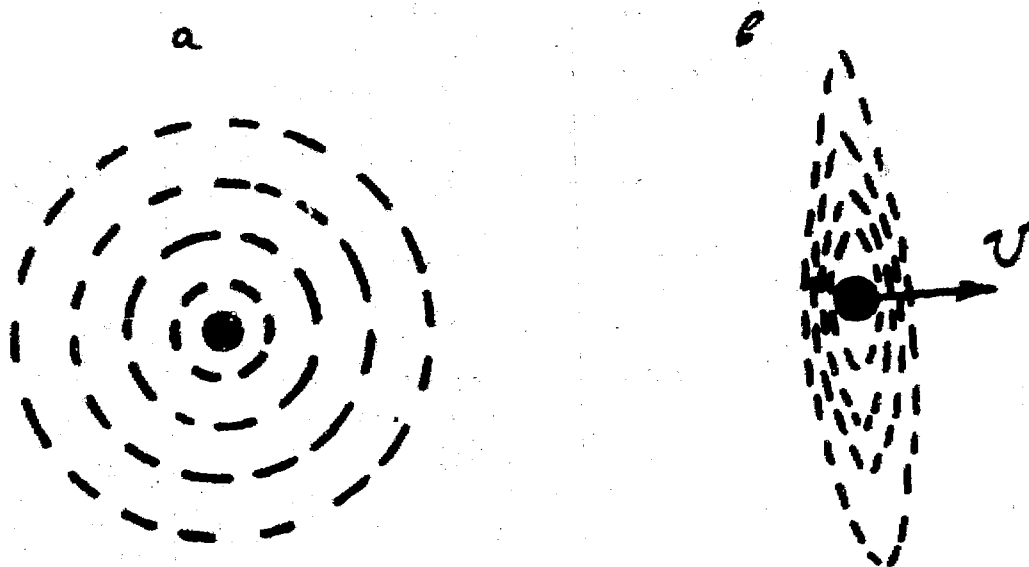


Рис.1 Схема поверхностей одинаковой напряженности
 а) поля неподвижного заряда в вакууме,
 б) поля заряда, движущегося с постоянной скоростью в вакууме.

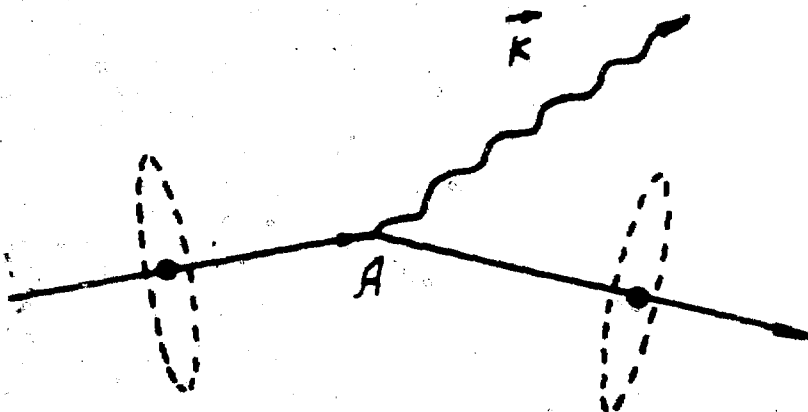


Рис.2 Заряд в окрестности точки А меняет направление своего движения, испуская при этом тормозной квант (волнистая линия).

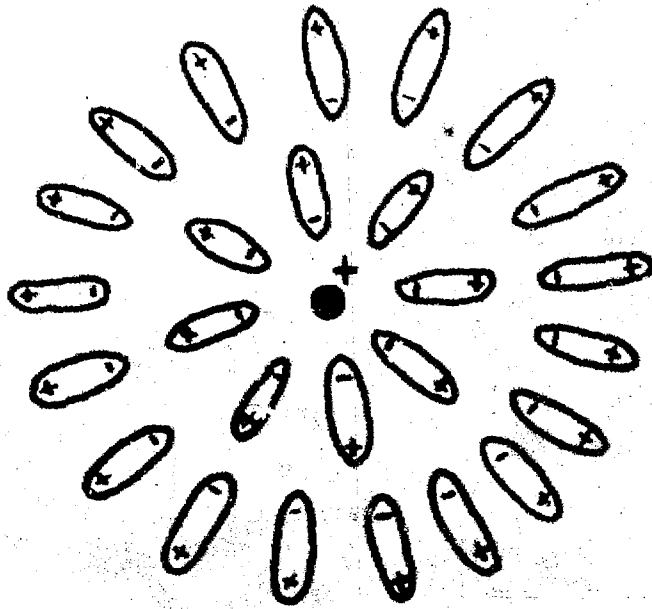


Рис. 3 Неподвижный заряд в веществе поляризует атомы среды.

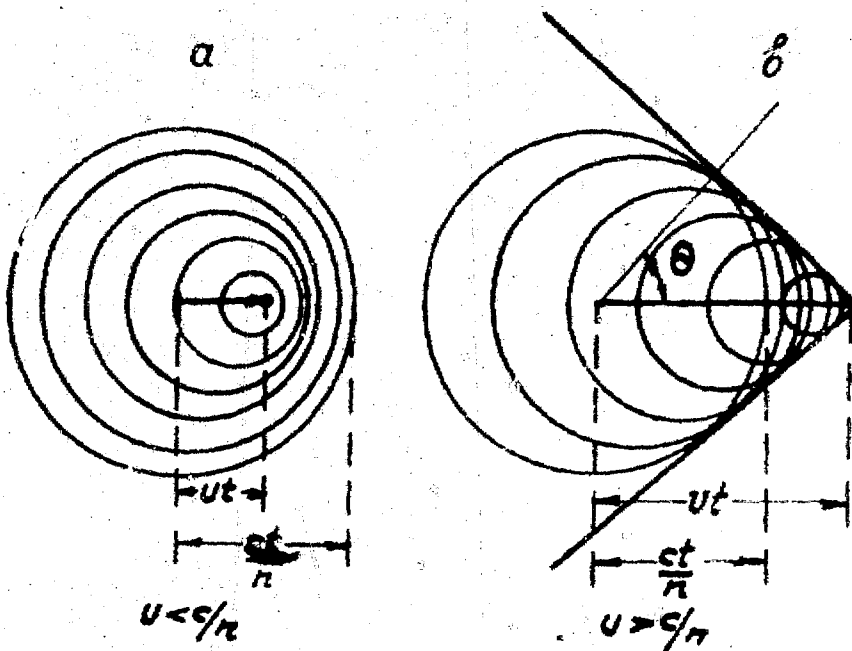


Рис.4 Движение заряда со скоростью u
 а) меньшей скорости света в среде,
 б) большей скорости света в среде.

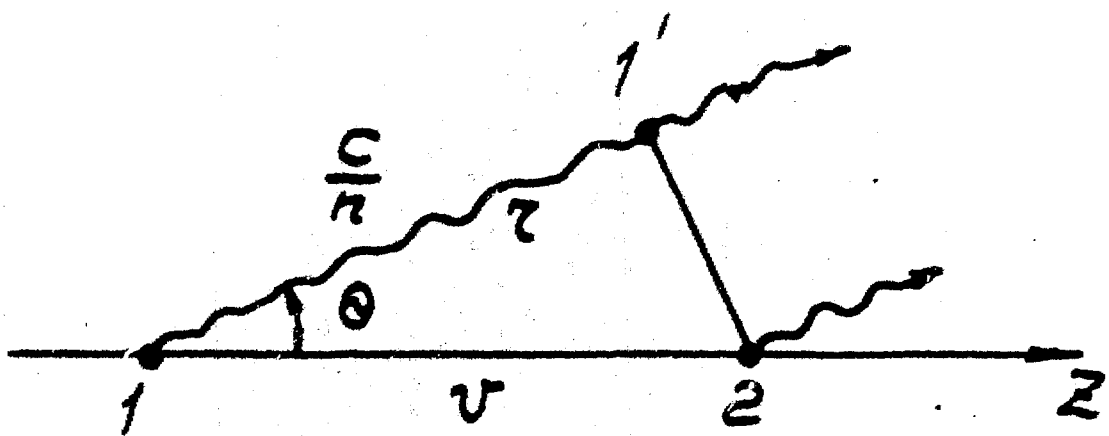


Рис. 5 Схема, иллюстрирующая нахождение угла, под которым испускается черенковское излучение.

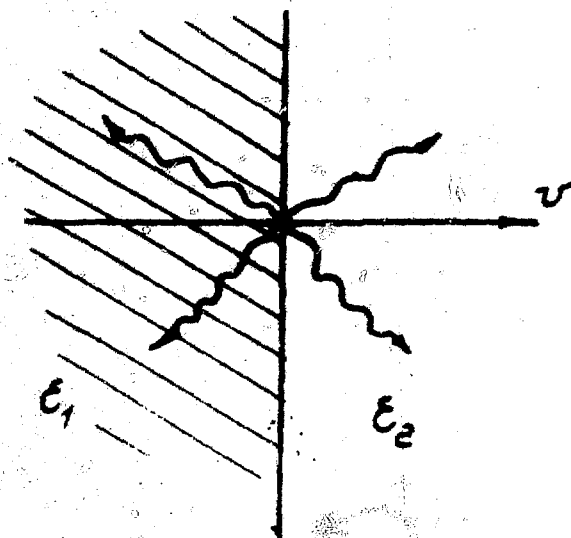


Рис. 6 При движении заряда с постоянной скоростью из одной среды в другую среду, отличающиеся своими электродинамическими свойствами, имеет место испускание переходного излучения.

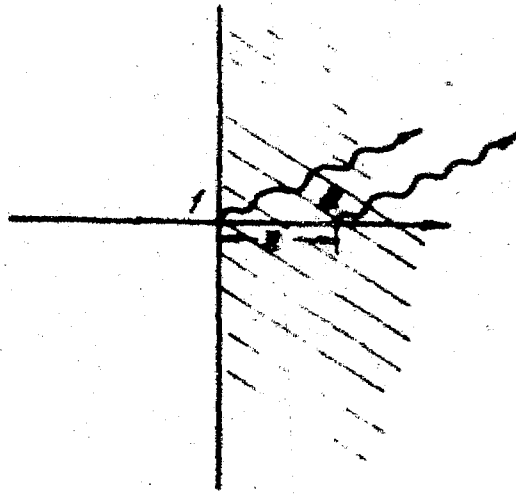


Рис. 7 Схема, иллюстрирующая возникновение зон формирования переходного излучения.

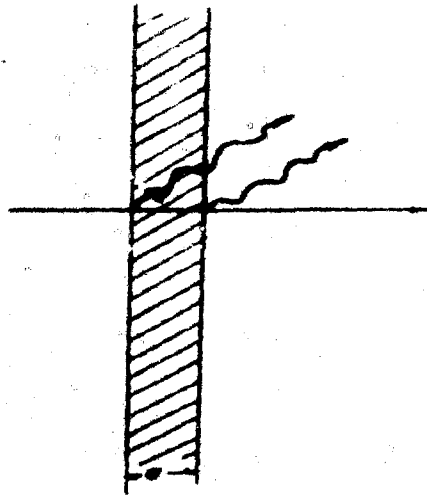


Рис. 8 Образование переходного излучения в пластине.

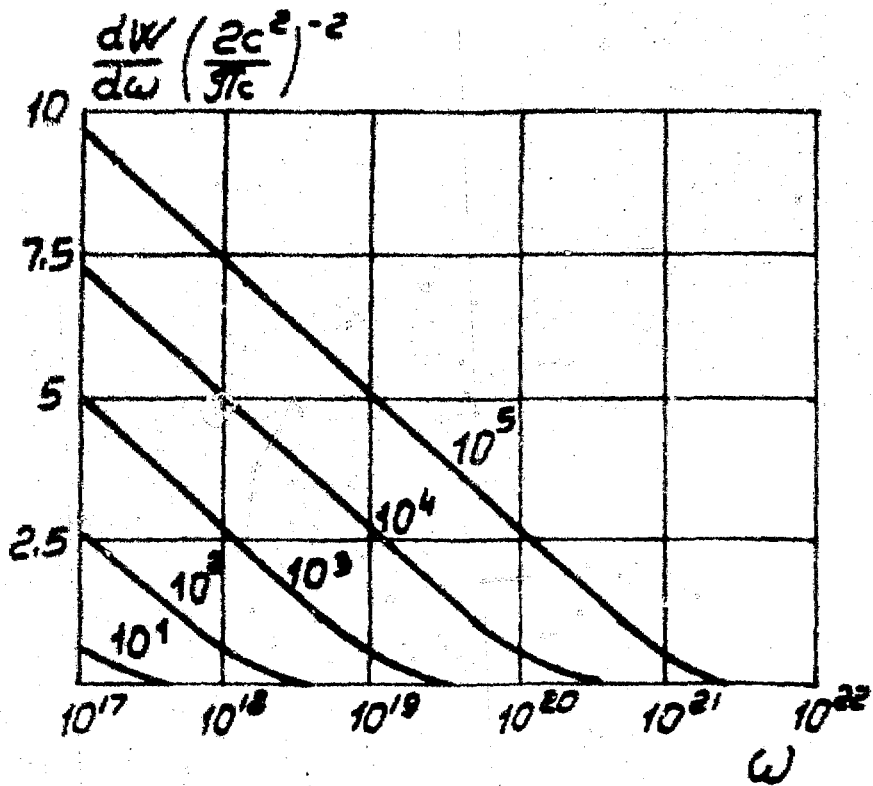


Рис. 9 Зависимость спектральной плотности интенсивности переходного излучения $dW/d\omega$, образуемого на границе бериллий-вакуум, от частоты ω , измеряемой в сек⁻¹. Цифры на кривых указывают на значение лоренц-фактора заряда γ . Видно, что $\omega_{\text{гр}}$ линейно зависит от γ .

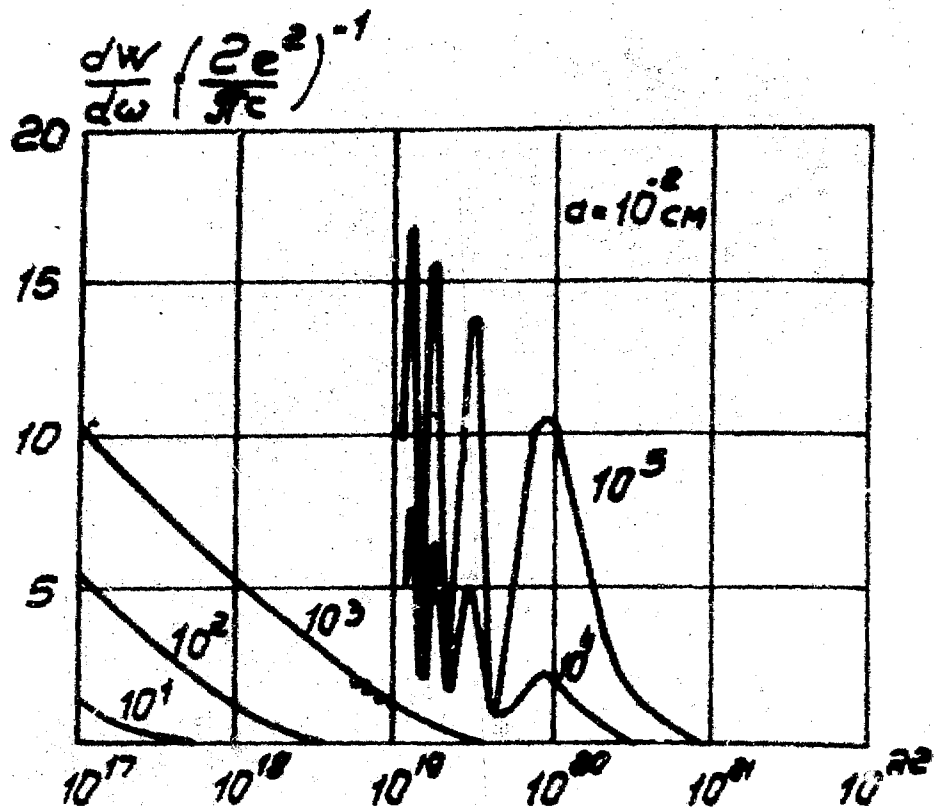


Рис.10 То же, что и на рис.9, но для пластины с толщиной $a = 100$ мк. В тех случаях, когда толщина пластины больше зоны формирования, мы имеем плавные кривые рис.9, но с удвоенными ординатами.

В тех же случаях, когда это не имеет места, интерференция переходных излучений, образующихся на двух гранях пластин, приводит к появлению в спектральной интенсивности максимумов и минимумов.

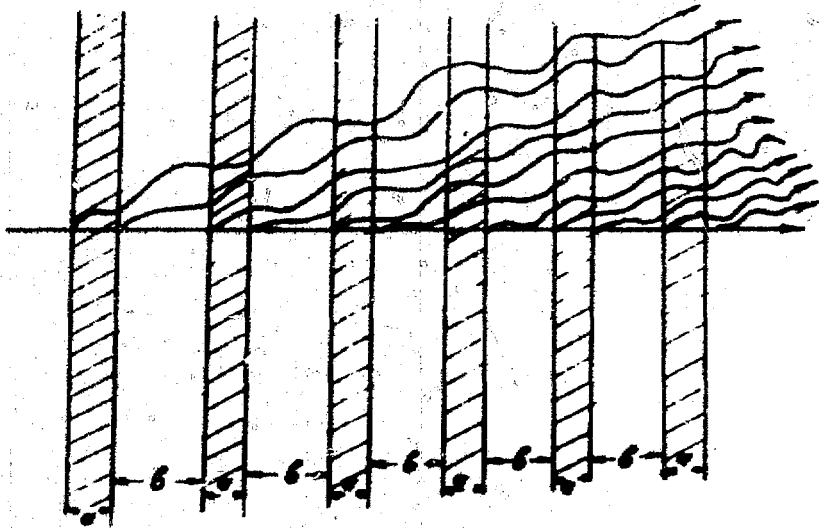


Рис.11 Образование переходного излучения в стопке пластин.

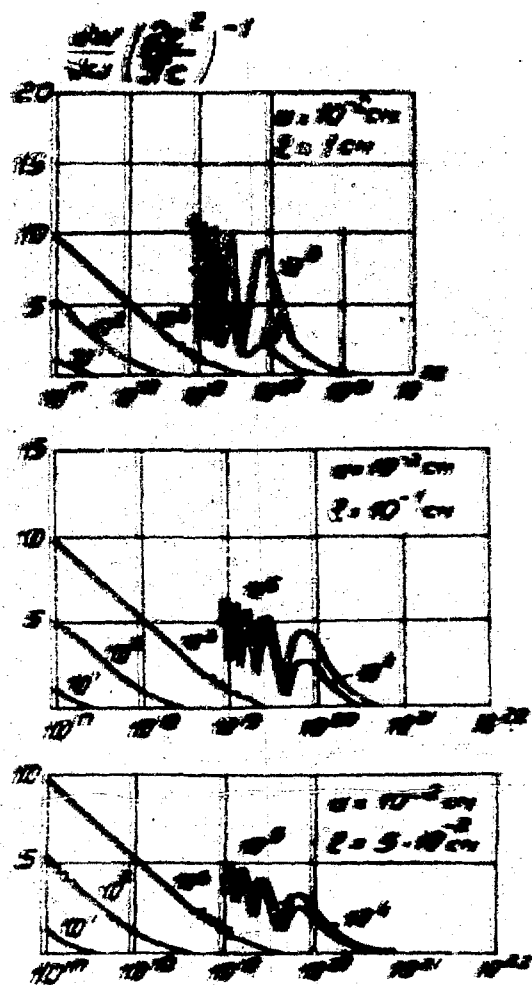


Рис. 12. То же, что и на рис. 10, но для одной пластины (с толщиной $a = 100 \text{ мк}$), находящейся в стопке пластин с различным периодом l . Видно, что пока расстояния между пластинами больше соответствующих зон формирования переходного излучения, соседние пластины не влияют на образование переходного излучения (сравн. рис. 10). Когда же эти расстояния становятся порядка зон формирования, имеет место ослабление переходного излучения.

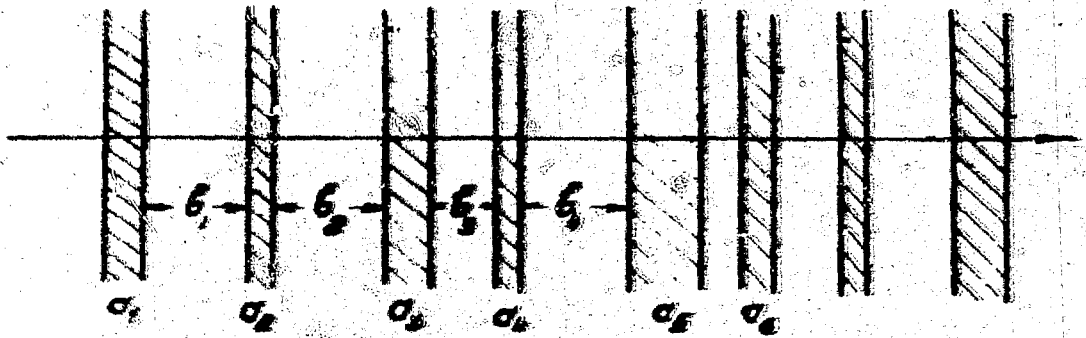


Рис.13 Образование переходного излучения в стопке хаотически расположенных пластин произвольной толщины.

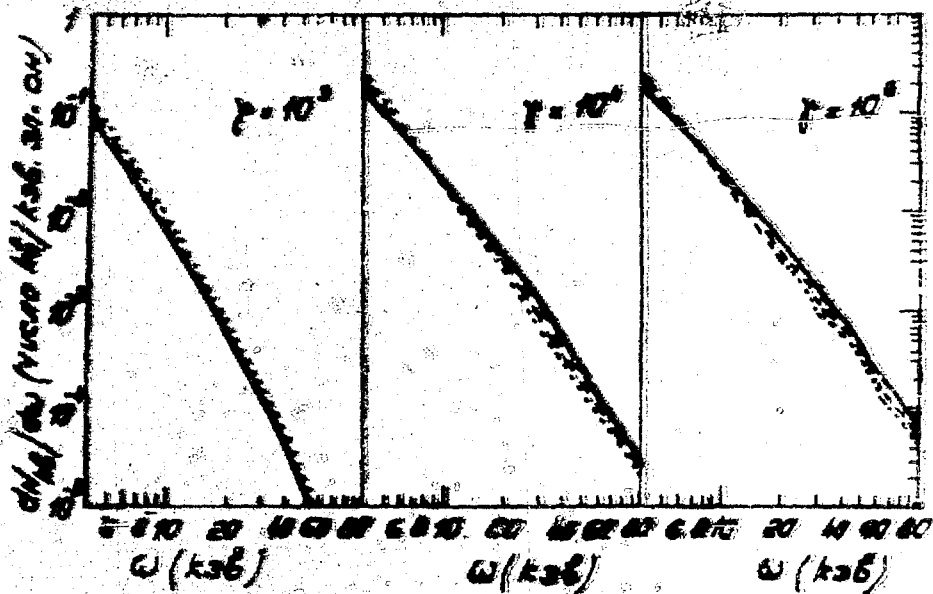


Рис.14 Результаты расчетов для нерегулярной стопки с $\langle a \rangle = 7$ мк, $\langle b \rangle = 110$ мк. Пунктирные кривые соответствуют регулярной стопке, а также стопке с параметрами нерегулярности 4,47%, штриховые - стопке с параметрами нерегулярности 40%, сплошные - стопке с параметрами нерегулярности 70%.

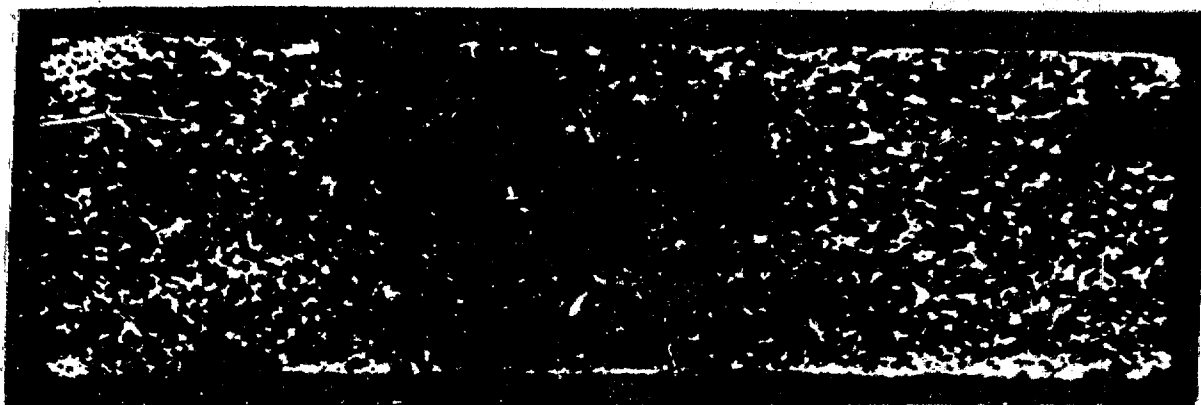


Рис. 15 Характерный срез пенопласта, в котором наблюдалось образование р.п.и. Черные кружочки-пузырьки воздуха, белые извилины — стенки этих пузырьков



Рис. 16 Фотоснимок следа ультрарелятивистской заряженной частицы (прямая траектория), пролетающей через стримерную камеру. Помимо следа частицы сверху видны следы фотоэлектронов (белые пятна) образовавшихся в результате поглощения переходных квантов атомами ксенона (см. [13]).

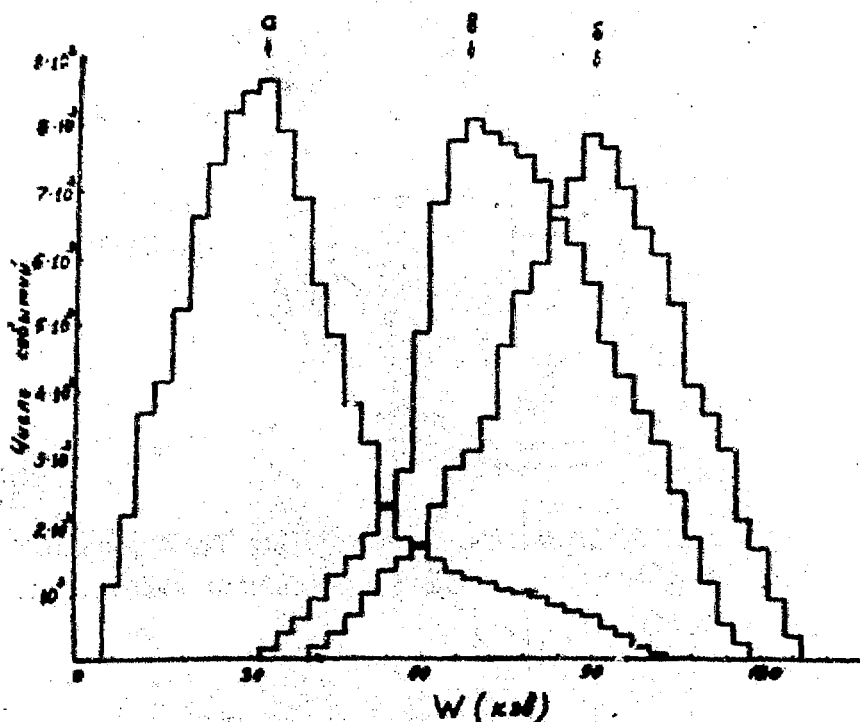


Рис.17 Ионизационные потери электронов с энергией 41 Гэв в однонитевом пропорциональном счетчике, когда на пути электронов не было радиатора (гистограмма (а)). Потери энергии тех же электронов, когда на их пути стоял радиатор, состоящий из 1100 плёнок майлара с толщиной 10 мк и с расстоянием между ними в 750 мк (б) или шенопласт длиной 135 см (в). По оси абсцисс отложены потери энергии в кэв^ак, по оси ординат - число событий. Видно, что при наличии радиатора потери энергии в пропорциональном счетчике увеличиваются за счет поглощения р.п.и. (см. [18]).

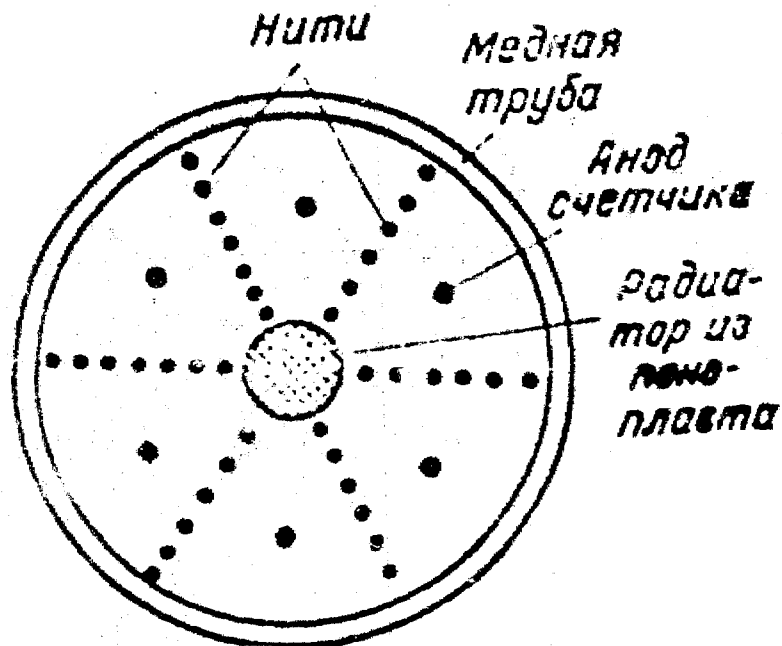


Рис.18 Схематическое изображение поперечного сечения детектора, использующего Комптов-эффект (см. [19]).

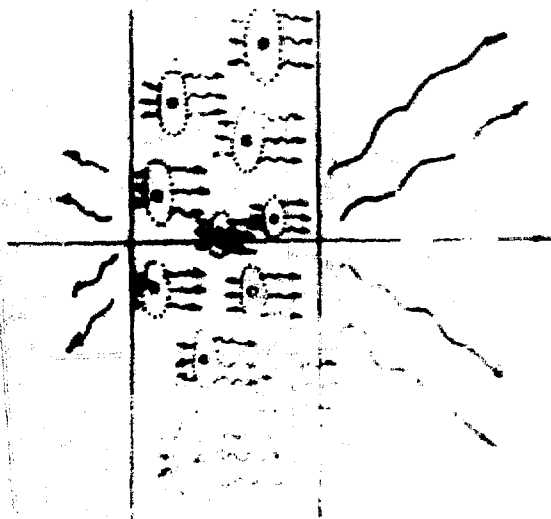


Рис.19 Схема микроскопической картины образования переходного излучения в пластине вещества. Пролетающий заряд создает первичные излучения на атомах вещества. Поля эти излучений складываясь дают наблюдаемое переходное излучение.

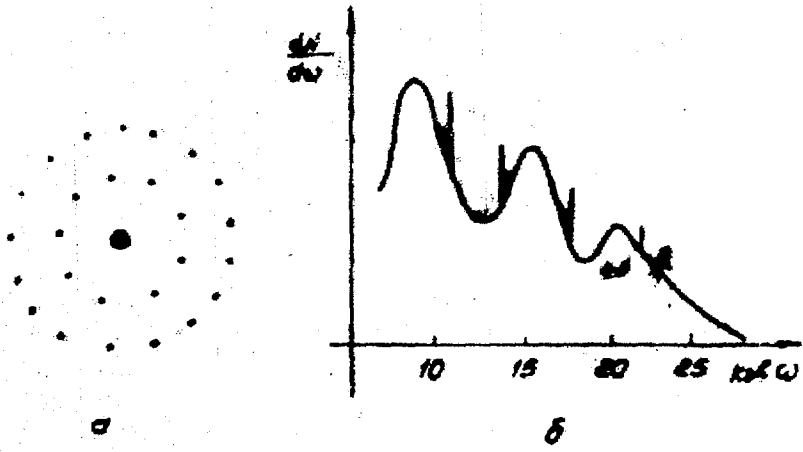


Рис 10. Рентгеновское переходное излучение, возникающее при пролете ультрарелятивистского заряда через толстый монокристалл.

- а) схема диаграммы, создаваемой полем заряда; излучение в боковые пятна имеет место только на брэгговских частотах.
- б) схема кривой спектральной плотности интенсивности излучения в центральном пятне. Широкие максимумы возникают за счет интерференции излучений, образованных на двух гранях кристалла. Узкие максимумы соответствуют излучениям, брэгговским отраженным на атомных плоскостях кристалла.

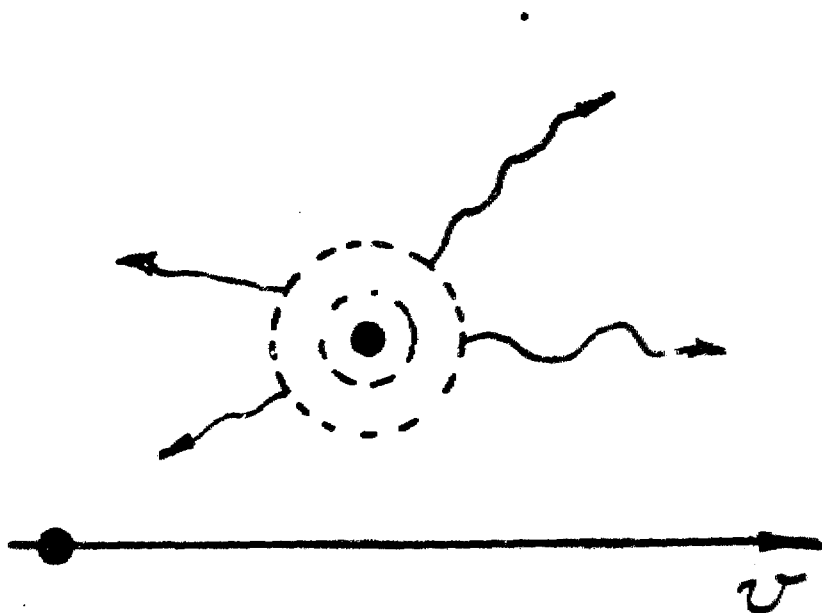


Рис.21 Образование первичного переходного излучения на атоме.

Редактор Л.П. Мукаян
техн.редактор А. С.Абрамян

Заказ 036

ВФ-03431

Тираж 300

Подписано к печати 31/ХП-74г. Формат издания 30х40
2. уч. изд.л. Ц.19 к.

Отпечатано на ротаприте
Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Мар-
харяна 2