

УДК 537.591

ОБ ОСЛАБЛЕНИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА ОТ КАСКАДА В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ ПРИ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Г. А. Гусев

Показано, что эффект образования электронно-дырочной плазмы в процессе ионизации твердой среды развивающимся в ней каскадом может экранировать излучение Вавилова–Черенкова избытка заряда в радиодиапазоне, используемом для регистрации частиц радиодетекторами при энергиях выше 10^{20} эВ. Такой эффект экранирования велик в чистом антарктическом льду и менее существен для лунного реголита, так что эксперимент ЛОРД по регистрации каскадов от космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий с околосолнечных аппаратов сохраняет возможность регистрации частиц до энергий порядка $3 \cdot 10^{22}$ эВ.

Ключевые слова: каскад, космические лучи, излучение Вавилова–Черенкова, ультравысокие энергии, нейтрино, ионизация, электронно-дырочная плазма, лёд, лунный реголит, экранировка излучения плазмой.

В нашей недавней работе [1] обсуждалась возможность экранирования образующейся при развитии каскада плазмой радиоизлучения Вавилова–Черенкова от космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий (КЛУВЭ и НУВЭ), производимыми ими в твердых средах (см., напр., АНИТА [2], ЛОРД [3] и др.). В работе [1] приведены серьёзные аргументы в пользу вывода, что в чистом антарктическом льду экранирование может существенно ослаблять излучение Вавилова–Черенкова, тогда как для лунного реголита вывод иной. В то же время в этой работе использовалась газообразная модель плазмы, которая может иметь место лишь для специфических диэлектриков. Поэтому в настоящей работе мы рассмотрим более общий случай твердотельной модели электронно-дырочной плазмы.

ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gusevgag@mail.ru.

Ионизация быстрыми электронами каскада от элементарной частицы в диапазоне от мэвных энергий до энергий потенциала ионизации (в твердых телах около 10 эВ) в конечном счёте приводит к образованию электронно-дырочной плазмы, превращая широкозонный кристаллический диэлектрик (лёд, лунный реголит, вечная мерзлота малых планет Солнечной системы), в широкозонный полупроводник. В работе [4] приводятся экспериментальные результаты для алмаза (без ионизации – широкозонный диэлектрик), показывающие, что электроны плазмы с энергией возбуждения при ионизации в несколько эВ и плотностях порядка $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (именно такого порядка плотности рассматривались в работе [1]) охлаждаются за время порядка 10^{-14} с, а затем, как дают экспериментальные результаты работы [4], происходит релаксация плазмы за счёт электрон-электронных столкновений и испускания электронами оптических фононов за время порядка $2 \cdot 10^{-13}$ с.

Центральным вопросом при оценке экранирования радиоизлучения является время исчезновения электронно-дырочной плазмы. В работе [1] главным считался, как это часто имеет место в полупроводниках, эффект захвата электронов или дырок заряженными примесями и дефектами кристаллической структуры [5]. В действительности с этим процессом конкурирует эффект рекомбинации электронов и дырок в полупроводниках и диэлектриках, для которого обычно дают интервал значений (для алмаза) времени рекомбинации плазмы $t = 10^{-6} - 10^{-9}$ с в зависимости от плотности плазмы ($n = 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Именно такая оценка была сделана в работе [1] для льда для плотности плазмы $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в случае эффекта захвата электронов примесями (ловушками). Правда, следует отметить, что в работе [1] считалось, что ловушка нейтральна и имеет массу порядка ионной, и потому электронная плазма превращается в ионную (как в газе). Иногда это имеет место, но чаще ловушки заряженные и происходит практически исчезновение электронно-дырочной плазмы (почти полное исчезновение свободных электронов и дырок). И только электронно-дырочная рекомбинация означает полное исчезновение плазмы по прошествии нескольких времён рекомбинации, хотя какое-то время до рекомбинации электронов и дырок можно говорить об экситонном газе, а при больших плотностях плазмы – об экситонных каплях.

Из этих рассуждений следует, что вывод работы [1] относительно времён релаксации плазмы для льда и лунного реголита остаётся прежним. Во льду время электронно-дырочной рекомбинации $t_r = 10^{-6} - 10^{-9}$ с, а в лунном реголите релаксация протекает значительно быстрее, так как последний, в отличие от чистого льда, содержит гораздо большее количество примесей. В работе [1] время релаксации в лунном реголите при-

нималось порядка 10^{-10} с и менее. Окончательный ответ на этот вопрос может дать только эксперимент, так как лунный реголит очень сложное и недостаточно исследованное вещество. Подчеркнём, что приводимые ниже численные оценки относятся к широкозонным диэлектрикам (например, алмаз) или полупроводникам с большой щелью и часто основаны на приближённых теориях. Для чистого льда и лунного реголита, сильно отличающихся по своим свойствам как между собой, так и от алмаза, эти оценки времён релаксации плазмы могут отличаться от приведенных. Это же замечание относится и к оценкам для частот соударений электронов и дырок, приведенным ниже.

Второй важный вопрос, недостаточно рассмотренный в работе [1], это вопрос о частоте столкновений электронов, которая наряду с плотностью плазмы определяет минимальную часть диэлектрической проницаемости электронно-дырочной плазмы. В работе [1] предполагалось, что она определяется взаимодействием электронов с нейтральными атомами твёрдого тела и для оценок бралась величина $\nu_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. В действительности более корректно определять эту частоту из взаимодействия электронов и дырок с примесями и оптическими фононами [6] и между собой [7]. Правда, теоретические расчёты сложны и не всегда достаточно точны. Так при плотности плазмы $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для алмаза в работе [7] приводится теоретическая оценка для частоты столкновений электронов с электронами $\nu_{ee} = 10^{14} \text{ с}^{-1}$, частота столкновений электронов с дырками приближённо такая же. Так как частота соударений ν_{ee} пропорциональна плотности плазмы, то при энергии первичной частицы 10^{20} эВ и средней плотности электронно-дырочной плазмы в диске каскада [1] $n = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ получим $\nu_{ee} = 6 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Время испускания оптических фононов, то есть время релаксации электронов согласно эксперименту в работе [5], как уже упоминалось, $2 \cdot 10^{-13}$ с, что соответствует частоте соударений с решёткой $\nu_{Lo} = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (рождение оптических фононов [4]), что почти на порядок превышает ν_{ee} и в 4 раза меньше, чем использованная частота столкновений электронов в работе [1]. Следует учитывать, что полная частота столкновений электронов ν_e равна сумме частот $\nu_{ee} + \nu_{eh} + \nu_{Lo} \approx 2 \cdot \nu_{ee} + \nu_{Lo}$. Величина ν_{ee} пропорциональна плотности электронов, так что согласно работе [7] при энергии первичной частицы $1.6 \cdot 10^{21}$ эВ достигается равенство $2 \cdot \nu_{ee} = \nu_{Lo}$. При ещё больших энергиях вклад взаимодействия с решёткой становится меньше, чем вклады взаимодействий электронов с электронами и дырками, так что частота столкновений электронов ν_e становится не постоянной, как ν_{Lo} , а линейно-зависящей от плотности. Учёт этого обстоятельства будет обсужден ниже.

Ещё одно замечание относится к виду самой диэлектрической проницаемости ϵ электронно-дырочной плазмы. В этом случае в формуле (1) работы [1] ионный вклад заменяется на дырочный, а вместо масс и частот столкновений электронов и ионов входят эффективные массы электронов m_{ef} и дырок m_{hef} и соответствующие частоты столкновений ν_e и ν_h . Вместо формулы (1) работы [1] будем иметь

$$\epsilon_{eh} = \epsilon - \omega_{Le}^2 / \omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{Lh}^2 / \omega(\omega + i\nu_h). \quad (1)$$

Здесь ϵ – диэлектрическая проницаемость льда или реголита в отсутствие ионизации, $\omega_{Le}^2 = 4\pi n_e e^2 / \epsilon m_{ef}$ – квадрат электронной ленгмюровской частоты, а m_{ef} – эффективная электронная масса, e – заряд электрона, n_e – плотность электронов. Аналогично для дырок: ленгмюровская частота $\omega_{Lh}^2 = 4\pi n_h e^2 / \epsilon m_{hef}$, m_{hef} – эффективная масса, n_h – плотность, ν_h – частота столкновений. Величина эффективной массы электронов и дырок определяет их ленгмюровские частоты. Для рассматриваемых нами диэлектриков (лёд и лунный реголит) их значения в интересующем нас диапазоне плотностей электронно-дырочной плазмы нам неизвестны. Эти плотности соответствуют диапазону рассматриваемых энергий первичной частицы $10^{20} - 10^{22}$ эВ. Мы примем для эффективных масс значения, близкие к массе электрона, что в большинстве случаев занижает эффект экранировки избытка заряда диска каскада, в действительности он может быть значительно сильнее. В силу принятого упрощения ленгмюровские частоты электронов и дырок будем считать приближённо равными. Также для простоты будем считать одинаковыми частоты столкновений электронов и дырок $\nu_e \approx \nu_h$.

При энергии первичной частицы 10^{20} эВ “диск” быстрых частиц (электронов, позитронов и фотонов со средней энергией порядка 100 МэВ), который содержит приблизительно половину частиц, вызывающих ионизацию среды, имеет в лунном реголите радиус порядка 5 см (во льду приблизительно в полтора раза больше) и среднюю “толщину” около 0.3 см [1]. Полное число частиц в “диске” со средней энергией около 100 МэВ составляет примерно $2 \cdot 10^{11}$ [1] в максимуме каскада, то есть полная энергия таких частиц $E_d \sim 2 \cdot 10^{19}$ эВ. Таким образом, беря половину от полного числа частиц и принимая потери на акт ионизации с некоторым запасом (приблизительно в два раза) 20 эВ, вычислим среднюю плотность электронов и дырок в максимуме “диска” каскада. Она составит $n_e = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Такой плотности электронов отвечает квадрат ленгмюровской частоты электронов $\omega_{Le}^2 = 4\pi n_e e^2 / m_{ef} \approx 10^{26}$ с⁻², наличие дырок удваивает эту величину. При энергии первичной частицы 10^{22} эВ будем иметь $\omega_{Le}^2 \approx 10^{28}$ с⁻². Для частоты столкновений электронов и дырок при плотности электронно-дырочной плазмы $n_e = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ в соответствии с оценками, приведенными выше, при энергиях,

существенно меньших $1.6 \cdot 10^{21}$ эВ, примем частоту столкновений электронов и дырок $\nu_e \approx \nu_h$, равной частоте фононов, рождаемых при соударении свободных носителей заряда с кристаллической решёткой $\nu_{Lo} = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Заметим, что для льда плотность плазмы приблизительно в три раза меньше, но с учётом неопределённостей всех других параметров мы не будем делать различия между льдом и реголитом.

Поскольку нас интересует диапазон частот радиоизлучения 100 МГц – 1 ГГц, то в скобках формулы (1) можно пренебречь частотой волны ω по сравнению с частотой столкновений электронов ν_e , а также действительными частями второго и третьего слагаемых, и получить диэлектрическую проницаемость в следующем виде:

$$\epsilon_{eh} = 2 \cdot i\omega_{Le}^2 / \omega\nu_e. \quad (2)$$

Приведём пример для первичной частицы с энергией 10^{20} эВ, когда в плазме каскада частота столкновений ν_e определяется столкновениями электронов с решёткой $\nu_e \approx \nu_{Lo}$, для комплексного показателя преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ получим из формулы (2) для частоты 1 ГГц значение $n = 40(1 + i)$, а для частоты 100 МГц соответственно в 10 раз больше, так что фазовая (и групповая) скорость волны в такой плазме для низких частот меньше, чем для высоких. В работе [1] использовалось несколько меньшее значение для показателя преломления $n = 28(1 + i)$. Хотя это близко к результатам работы [1], выполним оценки эффекта экранирования для антарктического льда и других сред заново. Особенно это относится к области высоких энергий первичной частицы, так как наряду с ростом плотности плазмы пропорционально n_e и n_h растут частоты столкновений ν_{ee} , ν_{eh} соответственно, так что необходимо отдельно рассматривать область энергий, меньших величины $1.6 \cdot 10^{21}$ эВ, и область энергий, больших этой величины. Согласно формуле (2) при энергиях, существенно больших $1.6 \cdot 10^{21}$ эВ, частота столкновений $\nu_e \approx 2 \cdot \nu_{ee}$, и ν_{ee} линейно зависит от плотности плазмы, так что зависимость диэлектрической проницаемости ϵ_{eh} от плотности плазмы почти исчезает (числитель и главный член знаменателя в формуле (2) пропорциональны плотности плазмы). Это благоприятное обстоятельство, так как с ростом энергии первичной частицы экранирующая способность плазмы не увеличивается, а остаётся на уровне, несколько большем того, который соответствует энергии $1.6 \cdot 10^{21}$ эВ. Такой режим сохраняется, по видимому, до плотностей порядка 10^{19} см^{-3} [7], что приблизительно отвечает энергии частицы $3 \cdot 10^{22}$ эВ. Правда, как будет видно в дальнейшем, сама экранировка заряда при этих энергиях столь сильна, что большое практическое значение этот факт вряд ли имеет. Дело в том, что потоки частиц с такими энергиями при условии их существования будут слишком малы для получения удовлетворительной статистики регистрации,

если не рассматривать совсем необычные сценарии существования аномальных потоков КЛУВЭ и НУВЭ.

Из сказанного выше следует, что основные параметры, определяющие экранировку заряда (поглощение радиоизлучения), это плотность твердотельной плазмы n_e (и также n_h), эффективная частота соударений электронов ν_e и дырок ν_h и время релаксации плазмы t_r . В реальных условиях при развитии каскада все эти параметры зависят от времени и пространства, что усложняет и без того сложную теорию даже в случае однородной и стационарной твердотельной плазмы. К тому же для интересующих нас сред соответствующие эксперименты не проводились, и мы будем пользоваться весьма приближенными оценками для этих параметров, приведенными выше.

Для расчёта коэффициента пропускания по полю K радиоизлучения [1] будем пользоваться формулой

$$K = \exp(-Imk\Delta l) = \exp(-\sqrt{Im\epsilon(\omega)} \cdot k_0\Delta l/\sqrt{2}), \quad (3)$$

здесь k и k_0 – волновой вектор в среде и вакууме соответственно. Следует учитывать, что время релаксации плазмы надо сравнивать с временем прохождения радиоизлучения $\tau = \sqrt{Re\epsilon(\omega)} \cdot \Delta l/c$ (c – скорость света) через слой плазмы толщиной порядка $\Delta l = 0.6$ см [1] (мы учли наклонное падение волн на слой). В максимуме каскада для плотности однородной и стационарной плазмы $n_e = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³, отвечающей энергии первичной частицы 10^{20} эВ, это время будет около $\tau = 8 \cdot 10^{-10}$ с для частоты 1 ГГц и в 3.2 раза больше $\tau = 2.5 \cdot 10^{-9}$ с для частоты 100 МГц. Поэтому для времени релаксации $t_r = 10^{-9}$ с при распространении частоты 1 ГГц нестационарность слоя плазмы, проходимого излучением, не столь велика, чего нельзя сказать о случае частоты 100 МГц. Для меньших времён релаксации, рассматриваемых ниже, $3 \cdot 10^{-10}$ с и 10^{-10} с, нестационарность слоя плазмы существенна для всех частот.

Для приближённого учёта нестационарности мнимой части диэлектрической проницаемости $Im\epsilon$ в формуле (3) мы будем разбивать слой плазмы Δl на 5 частей, в каждой из которых будет вычисляться $Im\epsilon$ согласно формуле:

$$Im\epsilon(t) = Im\epsilon(0) \cdot \exp(-t/2t_r), \quad (4)$$

то есть весь слой представляется набором 5 слоёв с разными диэлектрическими проницаемостями, каждый из которых волна пробегает приблизительно за время $\tau/5$. Фактически, мы предполагаем применимость WKB-приближения, что не оправдано в этом случае. В то же время физически получаются осмысленные результаты. Разбиение на 10

слоёв показало, что уточнение результата получается порядка 10%, поэтому мы будем рассматривать разбиение на 5 слоёв. При этом в приближённом расчёте эффективного экранирования радиоизлучения с учётом нестационарности начальное значение действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости для каждой из радиочастот вычислялось с фиксированной эффективной частотой соударений электронов ν_e и дырок ν_h (см. формулу (3)) при энергиях первичной частицы, меньше $1.6 \cdot 10^{21}$ эВ, когда зависимость ν_e от плотности плазмы мала. В области больших энергий ситуация усложняется и для каждого из 5 слоёв при быстром уменьшении плотности плазмы надо учитывать зависимость от времени также и величин ν_e и ν_h . В данной работе мы такие энергии не рассматриваем.

Для иллюстрации основных результатов приведем три зависимости коэффициента пропускания (2): 1) от частоты при фиксированных энергии первичной частицы и времени релаксации плазмы, 2) от времени релаксации при фиксированных частоте и энергии, 3) от энергии при фиксированных частоте и времени релаксации. Значения фиксированных параметров выбраны так, чтобы кривые захватывали области относительно малых и больших значений коэффициента пропускания. На рис. 1 представлена зависимость коэффициента пропускания от времени релаксации плазмы в максимуме каскада на частоте 1 ГГц для энергии первичной частицы 10^{20} эВ.

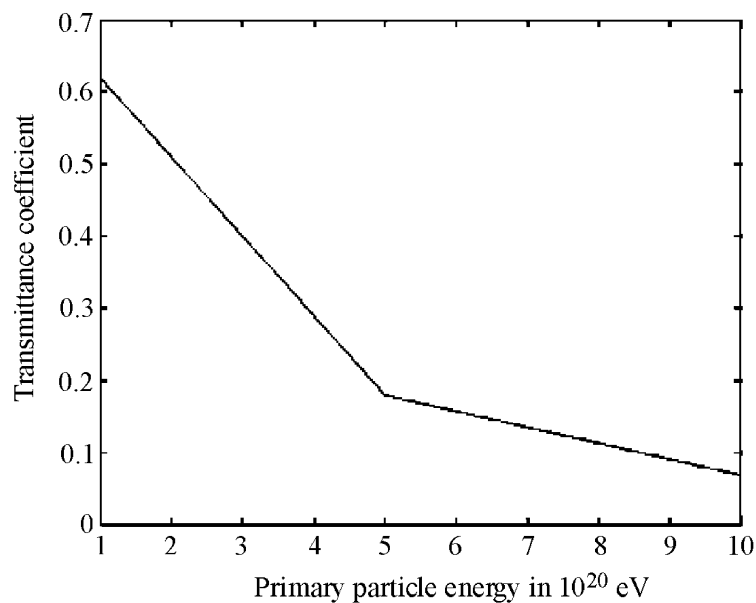


Рис. 1: Зависимость коэффициента пропускания от времени релаксации плазмы. Энергия первичной частицы 10^{20} эВ, частота радиоволны 1 ГГц.

Имея в виду антарктический лёд, для которого время релаксации плазмы может быть порядка 10^{-9} с, можно ожидать, что поглощение на частоте 1 ГГц очень велико вплоть до времён релаксации $2 \cdot 10^{-10}$ с, тогда как для лунного реголита поглощение мало, начиная с времён релаксации 10^{-10} с и меньше. Если иметь в виду относительно грязный лёд спутников Сатурна и Юпитера, то можно ожидать промежуточную ситуацию между льдом и реголитом. Надо учитывать, что мы дали пропускание в максимуме каскада, интегральный коэффициент пропускания с учётом каскадной кривой (смотри обсуждение ниже) будет меньше приблизительно в два раза. То же самое относится и к приведенным ниже результатам.

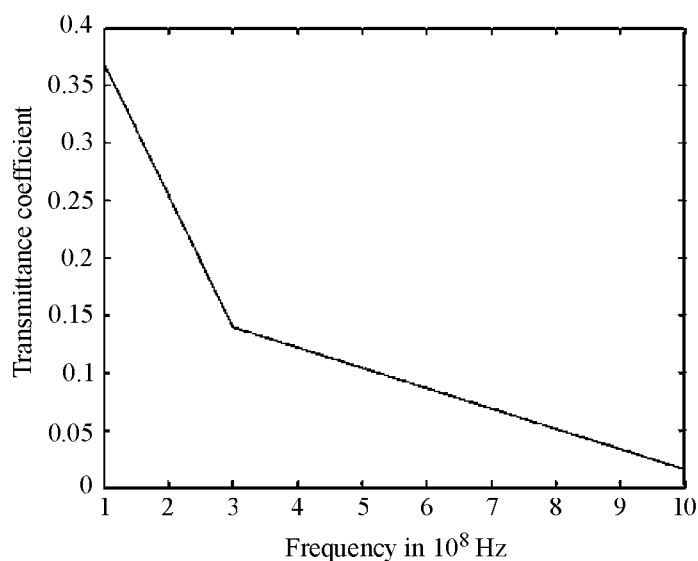


Рис. 2: Зависимость коэффициента пропускания от частоты радиоволны. Энергия первичной частицы 10^{20} эВ, время релаксации плазмы 10^{-9} с.

На рис. 2 изображена зависимость коэффициента пропускания в максимуме каскада от частоты радиоизлучения для первичной частицы с энергией 10^{20} эВ и для времени релаксации 10^{-9} с.

Из этой зависимости коэффициента пропускания от частоты ясно, что при прохождении широкополосного радиоимпульса через плазменный слой, одновременно с уменьшением его амплитуды будет происходить сильно нелинейное преобразование формы за счёт преимущественного поглощения волн на высоких частотах. Это даёт дополнительные аргументы в пользу выбора более низких частот при оптимизации полосы приёма сигнала. По-видимому, не имеет смысла расширять диапазон приёма в область частот более 200–300 МГц. Конечно, при уменьшении времени релаксации до 10^{-10} с и меньше,

это ограничение сильно смягчается либо вообще несущественно (см. рис. 1). Сам расчёт формы импульса сильно усложняется, так как на каждой частоте спектра импульса показатель преломления разный и потому разные времена прохождения каждой частоты через плазменный слой.

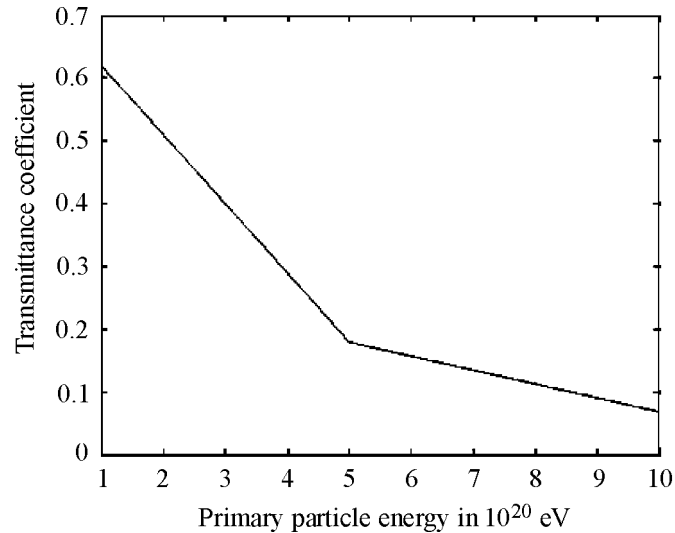


Рис. 3: Зависимость коэффициента пропускания от энергии первичной частицы. Частота радиоволны 100 МГц, время релаксации плазмы 10^{-10} с.

На рис. 3 представлена зависимость коэффициента пропускания от энергии первичной частицы для частоты 100 МГц и времени релаксации 10^{-10} с. Эта зависимость показывает, что имеет место тенденция уменьшения скорости роста поглощения с ростом энергии. Как упоминалось выше, с ростом энергии в области энергий более 10^{21} эВ эта тенденция выражена ещё более ярко. Хотя во всей этой области поглощение велико, но оно становится практически постоянным. Это означает, что в этой области энергий восстанавливается линейный ход зависимости амплитуды радиосигнала от энергии первичной частицы, как это имеет место при более низких энергиях, когда поглощение практически отсутствует. Этот эффект выполаживания хода поглощения при больших энергиях мог бы иметь практическое значение только в случае значительного увеличения потока частиц ультравысоких энергий в этой области спектра космических лучей. Всё же такая возможность должна учитываться.

Как обсуждалось в работе [1], в действительности расчет излучения Вавилова–Черенкова с учётом экранировки плазмой сильно усложняется и требует проведения его заново. Результирующий эффект излучения зависел от продольного распределе-

ния избытка заряда. Теперь следует учесть экранировку плазмой, которая различна для разных участков каскада, это изменяет ход эффективного излучающего избытка заряда вдоль каскада, и это должно быть учтено в процессе суммирования полей с различных участков трека каскада.

Приведенные выше результаты при временах релаксации плазмы порядка 10^{-9} с могут иметь значение для детекторов, использующих антарктический или иной чистый лёд, а результаты при временах релаксации плазмы порядка 10^{-10} с – при использовании иных сред. Мы полагаем, что в случае лунного реголита время релаксации плазмы меньше, чем 10^{-10} с, поэтому поглощение невелико, так что эта среда до энергий $3 \cdot 10^{22}$ эВ годится в качестве радиатора излучения Вавилова–Черенкова. В случае антарктического льда учёт поглощения необходим для восстановления энергии каскада, так как зависимость амплитуды регистрируемого импульса от энергии становится нелинейной.

В заключение подчеркнём, что эффект экранирования заряда плазмой каскада не уменьшает высокий научный потенциал радиометода в проблеме регистрации КЛУВЭ и НУВЭ. Мы имеем в виду проект ЛОРД [3], в котором лунный реголит используется в качестве черенковского радиатора. Этот проект орбитальных окололунных экспериментов, с точки зрения продвижения в область ультравысоких энергий более 10^{20} эВ, на наш взгляд, будет обеспечивать в будущем лидерство радиометода, благодаря космическим технологиям.

Работа выполнена при поддержке программой РАН “Физика фундаментальных взаимодействий и астрофизика”.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. А. Гусев, Краткие сообщения по физике ФИАН, **38**(1), 23 (2011).
- [2] S. W. Warwick, J. J. Beatty, D. Z. Besson, et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 171101 (2006).
- [3] Г. А. Гусев, Б. Н. Ломоносов, К. М. Пичхадзе и др., Космические Исследования **44**(1), 22 (2006).
- [4] H.-J. Fitting, V. S. Kortov, and G. Petite, J. of luminescence **122-123**, 542 (2007).
- [5] В. С. Вавилов, *Действие излучений на полупроводники* (М., Наука, 1963).
- [6] Дж. Займан, *Электроны и фононы* (М., Мир, 1962).
- [7] С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, УФН **147**(4), 675 (1985).

Поступила в редакцию 2 марта 2012 г.