

ВОЗМОЖНОЕ ОСЛАБЛЕНИЕ РАДИОСИГНАЛА ОТ КАСКАДА В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВЫШЕ 10^{20} ЭВ

Г. А. Гусев

Показано, что эффект образования плазмы в процессе ионизации твердой среды развивающимся в ней каскадом может экранировать излучение избытка заряда в радиодиапазоне, используемом для регистрации частиц при энергиях последних выше 10^{20} эВ. Такой эффект экранирования велик в антарктическом льду и несуществен для лунного реголита, так что эксперимент ЛОРД по регистрации каскадов от космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий с окололунных аппаратов сохраняет возможность регистрации вплоть до энергий 10^{23} эВ.

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

В настоящее время радиометод детектирования космических лучей и нейтрино ультравысоких энергий (КЛУВЭ и НУВЭ) находится в развитии (АНИТА [1], ЛОРД [2], ЛОФАР [3] и др.). Вместе с тем, когда речь идет о каскадах в твердой среде (лед, песок, соль, лунный реголит и т.п.), при самых высоких энергиях необходимо рассмотреть возможность “паразитных эффектов в среде”, которые бы могли существенно повлиять на величину и форму радиосигнала. Рассмотрим, в частности, эффект экранировки излучения нашего диапазона за счет образования облака плазмы частицами каскада в результате ионизации в твердом теле. Проведем грубые оценки по порядку величины размеров и плотности облака плазмы на примере лунного реголита (поверхностного слоя Луны плотностью порядка 1.7 г/см^3 и диэлектрической проницаемостью порядка 3).

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: gusevgag@mail.ru

При энергии первичной частицы 10^{20} эВ “диск” быстрых частиц, который содержит примерно половину частиц, которые вызывают ионизацию среды, имеет радиус порядка 5 см и “толщину” около 0.3 см. Мы приняли очень простую модель реального квазистационарно образуемого и смещающегося искривленного к периферии “блина” переменной по радиусу толщины и плотности частиц в нем. Полное число частиц в “диске” со средней энергией около 100 эВ составляет примерно $2 \cdot 10^{11}$ [4] 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 20 эВ, вычислим среднюю плотность плазмы в ливневом “диске”, она составит $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ м}^3$. Такой плотности плазмы отвечает ленгмюровская частота электронов, $\omega_{Le}^2 = 4\pi n e^2 / m = 10^{26} \text{ с}^{-2}$, здесь e и m – заряд и масса электрона. Среда внутри ливневого диска представляет собой слабоионизованную плазму в твердом теле с частотой столкновений электронов с нейтралами примерно $\nu_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Следует отметить, что такая плазма “живет” в течение времени, определяющегося временем “прилипания” электронов к атомам диэлектрической среды (релаксация электронной плазмы в ионную) и всевозможным ловушкам электронов в среде кристаллической решетки с примесями и дефектами. После нескольких времён “прилипания” первое слагаемое в (1)–(2) (см. ниже) сильно уменьшается (примерно на два порядка после 5 времен прилипания), так что в конце концов первое слагаемое исчезает, остается второе, которое меньше в $(m_i/m)^{1/2}$ раз начального значения первого слагаемого. Диэлектрическая проницаемость такой среды в процессе релаксации с учетом вклада электронов, ионов и столкновений приближенно, с точностью до специфических эффектов (типа частичной полупроводимости), в таком модифицированном ионизацией твердом диэлектрике есть

$$\varepsilon = 1.8 - \omega_{Le}^2 / \omega(\omega + i\nu_e) - \omega_{Li}^2 / \omega(\omega + i\nu_i). \quad (1)$$

Здесь $\omega_{Li}^2 = 4\pi n_i e^2 / m_i$ – квадрат ионной ленгмюровской частоты, а m_i – эффективная ионная масса, n_i – плотность появляющихся отрицательных ионов, ν_i – частота столкновений ионов, образующихся в результате релаксации электронной плазмы в ионную. Еще раз отметим, что в формуле (1) оба слагаемых зависят от времени в соответствии с темпом релаксации электронной плазмы в ионную, так что первое слагаемое уменьшается со временем, а второе увеличивается. Поэтому, когда параметры среды отвечают случаю быстрой релаксации, рассмотрение сильно усложняется, так как зависимость диэлектрической проницаемости от времени становится сравнимой с периодом колебаний волны.

Поскольку нас интересует диапазон частот 100 МГц – 1 ГГц, то в скобках формулы (1) можно пренебречь частотой волны по сравнению с частотой столкновений, а также действительной частью второго слагаемого и получить диэлектрическую проницаемость в следующем виде:

$$\varepsilon = 1.8 + i\omega_{Le}^2/\omega\nu_e + i\omega_{Li}^2/\omega\nu_i. \quad (2)$$

Время “прилипания” требуется определять экспериментально. С учетом сравнительно медленной из-за большой разницы в массах электронов и ионов термализации электронов, “разогретых” в процессе ионизации до температур порядка 1 эВ, время “прилипания” вряд ли может быть меньше 10^{-11} с, если не иметь в виду особые случаи веществ, обогащенных “ловушками” для электронов.

Обсудим подробнее вопрос о времени жизни свободных электронов в твердом теле. Согласно [5], для сечения S захвата электронов на нейтральных примесных центрах можно принять интервал $S = 10^{-15} - 10^{-17}$ см² (для примеси меди в германии обычно $S = 10^{-17}$ см²). Время жизни электронов в веществах с примесями можно оценивать с помощью формулы $t = 1/V_{Te} \cdot S \cdot N_i$, где V_{Te} – тепловая скорость электронов, N_i – плотность центров прилипания и рекомбинации. В самом чистом антарктическом льду N_i/N_0 примерно 10^{-8} [6], и можно дать интервал для $t = 10^{-6} - 10^{-9}$ с (в германии для широкого диапазона плотности примесей $t = 10^{-3} - 10^{-9}$ с). Это значит, что потенциальная опасность эффекта экранирования излучения нашего диапазона в чистом льду велика. В лунном реголите можно ожидать большого числа примесных центров, а потому меньших времен жизни электронов. Правда, из-за сильной радиации (у Луны отсутствует сильное магнитное поле) поверхностный слой реголита может быть обеднен свободными примесными центрами (“ловушками” электронов), точнее, значительное число их уже захватило свободные электроны. Правда, на глубинах больше нескольких метров роль радиации уже невелика. Так что для заглубленных каскадов от нейтрино следует ожидать более благоприятных условий. Во всяком случае, в реголите можно ожидать более быструю релаксацию электронной плазмы и более благоприятные, чем во льду, условия отсутствия поглощения излучения в плазменном слое, окружающем избыток заряда каскада.

При этом следует учитывать, что это время надо сравнивать с временем прохождения радиоизлучения $\tau = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \cdot \Delta l / c$ (c – скорость света) через слой плазмы толщиной порядка $\Delta l = 0.6$ см (мы учли направление максимального по амплитуде сигнала в “черенковском” направлении, примерно 60° к оси каскада). Для частоты 1 ГГц это время будет около $\tau = 6.4 \cdot 10^{-10}$ с, для частоты 100 МГц примерно в 3.2 раза больше

$\tau = 2 \cdot 10^{-9}$ с. Возможны три случая: 1) время “прилипания” много больше τ , 2) время прилипания порядка τ и 3) время “прилипания” много меньше τ . В первом случае электронная плазма живет долго настолько, чтобы эффект экранировки был сильным. В третьем случае электронная плазма живет недостаточно долго, и эффект экранировки ослаблен, и тем сильнее, чем сильнее неравенство времени релаксации и времени прохождения сигнала через плазму. Наконец, во втором случае имеем промежуточную картину. Разумеется, особенно в промежуточном случае, многое определяется тем, насколько сильно мы хотим продвинуться в область высоких энергий. Например, если предполагаемая граница спектра 10^{22} эВ, то даже в промежуточном случае возможна существенная экранировка. Для выбранного нами для дальнейших оценок времени релаксации $t_r = 10^{-10}$ с для частоты 1 ГГц имеет место третий случай достаточно быстрого, за время $\tau = 6.4 \cdot 10^{-10}$ с, убывания плотности плазмы, когда плотность плазмы на выходе из слоя уменьшается в $\exp(\tau/t_r) = \exp(6.4) = 602$ раза, то есть значительная часть слоя практически не дает поглощения. Конечно, ослабление поля надо аккуратнее вычислить с учетом неоднородности плазмы, что будет сделано ниже.

Также следует отметить, что мы сделали оценку диэлектрической проницаемости для ливневого диска в максимуме каскада. Вне максимума экранирование будет меньше. Таким образом, в случае сильного экранирования на продольное изменение величины излучающего избытка заряда накладывается продольная вариация эффекта экранирования, в результате чего эффективная для излучения продольная вариация избытка заряда для умеренных энергий будет все больше походить по форме на “трапецию” или на “трапецию” с ложбиной в области максимума каскада. При очень высоких энергиях область максимума может “проседать” настолько, что образуется последовательность из двух сигналов, как если бы имелся дублет каскадов с меньшими энергиями, следующих на небольшом расстоянии друг от друга. Разумеется, это самый неблагоприятный случай с точки зрения восстановления энергии каскада по виду и амплитуде принимаемого радиосигнала.

Сделаем оценку эффекта экранирования для первого случая на частоте 1 ГГц и частоте 100 МГц. Из формулы (2) видно, что при наших параметрах в нашем диапазоне частот диэлектрическая проницаемость имеет мнимую часть, существенно превышающую действительную, если пренебречь ионным вкладом. Именно этот случай будет рассматриваться ниже. Например, на частоте 1 ГГц $\text{Im}\epsilon = 770$, а на частоте 100 МГц на порядок больше. Это означает экранировку излучения такого диапазона, эффект которой определяется толщиной электронной плазмы, проходимой излучением. Затух-

хание волны определяется мнимой частью диэлектрической проницаемости (2) и дается выражением

$$K = \exp(-\text{Im}k\Delta l) = \exp(-\sqrt{\text{Im}\varepsilon} \cdot k_0\Delta l/\sqrt{2}), \quad (3)$$

здесь k и k_0 – волновой вектор в среде и вакууме соответственно. Подстановка параметров задачи в формулу (3) дает для частоты 1 ГГц поглощение излучения в полном пренебрежении релаксацией плазмы за время прохождения сигналом слоя однородной плазмы настолько сильное, что от эффективно излучающего заряда остается около 3%.

Эффект релаксации можно учесть приближенно так. В формуле (3) $\text{Im}\varepsilon$ зависит от времени экспоненциально

$$\text{Im}\varepsilon = \text{Im}\varepsilon_0 \exp(-t/t_r), \quad (4)$$

где t_r – время релаксации электронной плазмы, а $\text{Im}\varepsilon_0$ – значение мнимой части диэлектрической проницаемости в начальный момент. За время прохождения плазмы, согласно формуле (4), ее поглощающие свойства интегрально могут быть учтены интегрированием формулы (3) по времени численно. Для простых оценок с ограниченной точностью можно найти среднее значение поглощения осреднением значения $\text{Im}\varepsilon$, используя формулу (4). Подставляя это среднее значение в формулу (3), находим приближенно величину поглощения K , то есть амплитуда сигнала множится на этот коэффициент поглощения. В результате такой приближенный учет релаксации плазмы при времени релаксации $t = 1$ нс дает повышение поля излучения заряда до 9%, то есть в три раза по сравнению со случаем отсутствия релаксации. Следует отметить, что точность такого приближения более или менее достаточна при сравнительно медленной релаксации, например, для $t = 1$ нс, когда поглощение на конечном участке плазмы не очень сильно отличается от поглощения на начальном участке. Когда это условие не выполнено, можно поступить иначе. Учесть, что главный вклад в поглощение даёт начальный промежуток времени, равный времени релаксации t_r . При этом в формуле (3) мы подставляем не всю толщину плазмы, а только соответствующий слой. Это означает, что интегрирование по времени ограничивается начальным промежутком времени, на котором поглощение падает в e раз. Неучтенное поглощение можно также приближенно учесть, повторяя такой процесс два или более раз, включая все новые области поглощения. Это не что иное, как грубое разбиение всего интервала интегрирования на несколько, на каждом из которых ошибка, связанная с использованием среднего поглощения, считается приемлемой. Проводя в случае $t_r = 0.1$ нс такую процедуру и оставляя только вклад поглощения от трех частичных интервалов длиной $\Delta l/6.4$, так как $\tau/t_r = 6.4$, получим приближенно амплитуду сигнала в 45% от сигнала без погло-

щения, на самом деле он еще меньше, около 40%, если учесть поглощение остальных слоев плазмы.

Для частоты 100 МГц ситуация более благоприятная. В этом случае время прохождения слоя плазмы становится $\tau = 2 \cdot 10^{-9}$ с. Соответственно в отсутствие релаксации от заряда остается 40%, то есть эффект экранировки велик. Но с учетом увеличения τ при времени релаксации $t_r = 1$ нс эффект релаксации плазмы приводит к такому результату – от заряда остается уже чуть более 65%, а при времени релаксации 0.1 нс – чуть более 85%. Напомним, что эти оценки делались в максимуме каскада, когда плотность плазмы максимальна. Если рассмотреть область каскада с плотностью плазмы на порядок меньшей, чем в максимуме, в отсутствие релаксации получим остаток заряда 85%, что означает, что и для энергии 10^{19} эВ эффект экранирования плазмы все еще заметен. При времени релаксации $t_r = 1$ нс эффект релаксации плазмы приводит к такому результату: от заряда остается 94%, то есть с учетом больших шумов, сравнимых с полезным сигналом, этот эффект для энергии 10^{19} эВ можно считать несущественным. Отметим, что в этом случае эффект релаксации не столь и велик. Это связано с тем, что и сам эффект экранирования в этом случае невелик.

Сказанное нужно уточнить. В действительности картина расчета излучения Вавилова–Черенкова с учётом экранировки плазмой сильно усложняется и требует проведения его заново, так как в прежних расчетах Монте-Карло получался определенный ход избытка заряда вдоль каскада, и эффект определялся когерентным сложением полей от всех зарядов. Таким образом, результирующий эффект излучения зависел от продольного распределения 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. В новых расчетах Монте-Карло все эти эффекты экранирования, для которых мы сделали приближенные оценки, должны быть учтены на уровне излучения отдельных электронов и позитронов. В результате такого полного расчета величина результирующего эффекта может несколько измениться, происходит осреднение эффекта вдоль каскада.

При так называемом аналитическом подходе, если задается ход избытка заряда вдоль каскада, можно получить эффект модификации этого хода предварительно рассчитанными эффектами экранировки плазмой. После этого можно задать полученное распределение эффективного избытка заряда по длине каскада и рассчитать излучение Вавилова–Черенкова. Ясно, что такой расчет, в котором окончательное поле есть

суперпозиция полей, излучаемых с каждого малого участка каскада, содержит в себе интегральный учет экранирования заряда плазмой, различного для различных участков.

Кратко остановимся на случае очень малых времен релаксации, что может реализоваться для веществ с большим числом примесей, например, для лунного реголита и вообще горных пород. Дело в том, что если время релаксации электронной плазмы в ионную достаточно велико, то расчет поглощения должен учитывать электронный и ионный вклады. Ясно, что электронный вклад будет сильно подавлен и потому возможно, что он будет меньше ионного. Ионный вклад в диэлектрическую проницаемость для эффективной массы ионов, в 30 раз превышающей протонную, будет меньше электронного в 250 раз, поэтому вплоть до энергий каскада 10^{22} эВ может не учитываться. Мы предполагаем, что в этом случае не происходит других нелинейных эффектов, связанных с большой плотностью электронов и способных влиять на временное поведение самого процесса релаксации электронов. При энергии 10^{23} эВ для частоты 1 ГГц эффект, обусловленный ионной плазмой, в максимуме каскада весьма заметен: $K = 0.78$, но для частоты 300 МГц $K = 0.87$, а для частоты 100 МГц $K = 0.93$. Поскольку реголит вполне может относиться к таким средам, то для лунного детектирования, особенно нейтрино, радиометод не утрачивает своей привлекательности вплоть до энергий $10^{22} - 10^{23}$ эВ. Таким образом, учет факта образования в результате ионизации электронной плазмы может заставить нас пересмотреть прежние расчеты излучения Вавилова–Черенкова для каскадов в твердом теле в радиодиапазоне для некоторых твердых веществ. Речь идет, прежде всего, о чистом льде, в котором релаксация электронной плазмы протекает медленно именно по причине малого числа примесей и “ловушек” для электронов, и время релаксации порядка $t = 1$ нс и даже больше представляется весьма вероятным. То есть для льда при энергиях 10^{20} эВ амплитуда сигнала может оказаться гораздо меньше ожидаемой, так что сильный эффект экранировки плазмой может затруднить восстановление энергии каскада. При еще больших энергиях, как указывалось выше, большой ожидаемый сигнал расщепляется на два малых, и картина излучения Вавилова–Черенкова сильно усложняется. Получается эффективное “обрезание” энергетического спектра частиц, если восстанавливать энергию по амплитуде и форме радиосигнала. Как отмечалось выше, в случае реголита вплоть до самых больших возможных энергий частиц и, особенно нейтрино, такой проблемы не возникает. Таким образом, может оказаться, что проект ЛОРД является самым перспективным, если не единственно возможным, для изучения спектров КЛУВЭ и НУВЭ. Регистрация лунного радиосигнала

с Земли, помимо индустриальных и грозовых шумов, к сожалению, связана с сильным дисперсионным уширением во времени импульсного сигнала при прохождении по ионосфере Земли. Хотя существует техническая возможность последующего сжатия сигнала, но для реализации этого с достаточной точностью необходимо знать полное электронное содержание ионосферы с нужной точностью по трассе распространения сигнала от каскада на Луне, которую трудно обеспечить, даже используя глобальную корректируемую модель ионосферы в реальном времени (ее точность порядка 20%). Проблему можно было бы решить установкой на Луне когерентного радиоисточника нужного диапазона для точного определения доплеровским методом полного электронного содержания по трассе приема сигнала от каскада.

Отметим, что важность указанной проблемы для развития радиометода, использующего в качестве черенковского радиатора лед, ставит вопрос о продолжении ускорительных экспериментов [7], с использованием значительно больших энергий или токов, чем это было сделано в [7]. В работе [7] была протестирована энергия банча порядка 10^{19} эВ. Было бы интересно провести эксперименты для более мощных ускорителей, отдельный банч которых несёт энергию $10^{20} - 10^{22}$ эВ и более. Так, впервые был бы получен каскад от модельной частицы с такими энергиями, которые, возможно, отсутствуют в космических лучах или не могут быть зарегистрированы в силу малости их потока в окрестности Земли. Несмотря на трудность восстановления отдельных характеристик сигнала в условиях ограниченного помещения, указанный нами эффект легко обнаруживается по насыщению радиосигнала при самых больших энергиях, так как ничем не камуфлируется, кроме возможного высокочастотного пробоя в антеннах с небольшими воздушными промежутками между электродами из-за очень больших амплитуд сигнала. Для устранения таких трудностей можно использовать эффективные поглотители излучения нужного диапазона. С другой стороны, очень большая амплитуда полезного сигнала упрощает проблему борьбы с окружающими шумами. По-видимому, побочные результаты таких экспериментов должны быть полезны для физики твердого тела в экстремальных радиационных условиях.

В заключение подчеркнём, что проведенное рассмотрение неблагоприятного эффекта экранирования заряда плазмой каскада подтверждает высокий научный потенциал радиометода в проблеме регистрации КЛУВЭ и НУВЭ. Мы имеем в виду проект ЛОРД [2], 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, обеспечивает, на наш взгляд, благодаря

космическим технологиям, лидерство радиометода в настоящее время.

В заключение автор выражает благодарность за обсуждение Я. В. Истомину.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ N 08-02-00515 и программой РАН “Нейтринная физика”.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. W. Barwick, J. J. Beatty, D. Z. Besson et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 171101 (2006).
- [2] Г. А. Гусев, Б. Н. Ломоносов, К. М. Пичхадзе и др., Космические исследования **44**(1), 22 (2006).
- [3] K. P. Stewart et al., Planetary & Space Science **52**(5), 1351 (2004).
- [4] T. Abu-Zayyad, J. Ammann, G. Archbold et al., arXiv: astro-ph/0208243 (2002).
- [5] В. С. Вавилов, *Действие излучений на полупроводники* (М., Наука, 1963).
- [6] В. В. Богородский, Ч. Бенгли, П. Гудмансен, *Радиогляциология* (Л., Гидрометео-издат, 1983).
- [7] P. W. Gorham, D. P. Saltzberg, P. Schoessow et al., Phys. Rev. E **62**, 8590 (2000).

Поступила в редакцию 15 марта 2010 г.