

ТЕРМОУПРУГИЙ ЭФФЕКТ БЫСТРОЙ ЧАСТИЦЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

*В.Д. Воловик, А.И. Калинин, В.И. Кобизской,
В.Т. Лазурик-Эльцуфин*

Оценивается акустический импульс, возникающий в твердом теле от γ -кванта сверхвысокой энергии или от релятивистского многозарядного иона. Обсуждается возможность акустической регистрации одиночных γ -квантов и релятивистских многозарядных ионов.

В последнее время появился значительный интерес к регистрации γ -квантов [1] и поиску сверхтяжелых элементов [2] в составе первичных космических лучей.

В [3] была предложена методика акустической регистрации частиц сверхвысокой энергии, в принципе, применимая и в открытом космическом пространстве.

В настоящей работе мы приведем теоретические и экспериментальные оценки акустических эффектов в двух случаях: а) каскадирующей частицы сверхвысокой энергии, б) релятивистского многозарядного иона, и обсудим возможности их экспериментального обнаружения.

Охарактеризуем область существенного энерговыделения в треке или в электронно-фотонном каскаде радиусом R . За время электронно-ионной релаксации $\tau_0 \sim 10^{-10} \div 10^{-9}$ сек в этой области устанавливается температурное поле, которое приводит к тепловому расширению среды и возбуждению цилиндрических акустических волн. Возникающие при этом термоупругие напряжения характеризуются объемной термоупругой силой

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -\Gamma \nabla P(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где Γ – параметр Грюнайзена вещества мишени, $P(\mathbf{r}, t)$ – плотность выделенной энергии.

Используя волновое уравнение для продольных колебаний среды

$$\frac{\partial^2 u(r, t)}{\partial t^2} - s_l^2 \Delta u(r, t) = \frac{F(r, t)}{\rho}, \quad (2)$$

получаем для максимума амплитуды акустического сигнала приближенное выражение

$$u_{max} \approx \frac{F}{\rho} \frac{R^2}{s_l^2} \sqrt{\frac{R}{r}}. \quad (3)$$

Здесь s_l, ρ – продольная скорость звука и плотность вещества мишени, r – расстояние от оси трека или каскада до детектора акустических колебаний.

Оценим акустический эффект от электронно-фотонного каскада, образованного γ -квантом или электроном сверхвысокой энергии. Область основного энерговыделения каскада можно аппроксимировать цилиндром радиусом $R = 5 \cdot 10^{-3} + 3 \cdot 10^{-2}$ см [4] и длиной L , которую можно вычислить, используя каскадную теорию ливня. Учет эффекта Ландау – Померанчука, увеличивающего при сверхвысоких энергиях пробег фотона [5], приводит лишь к перемещению всего каскада вглубь вещества не изменяя существенно величину L .

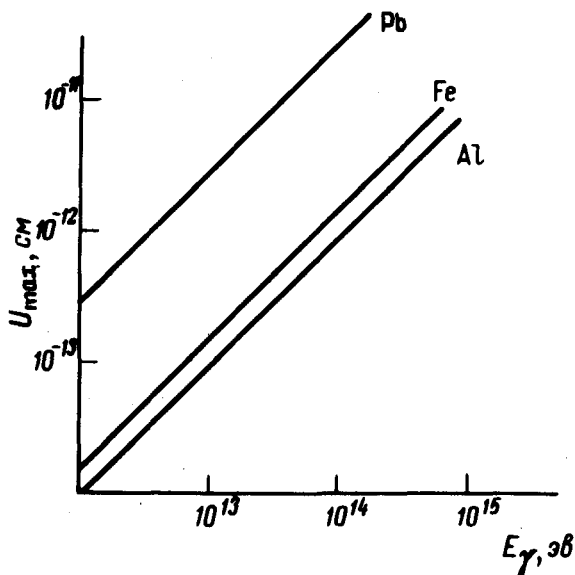


Рис. 1

Для свинцовой мишени и для $E_\gamma = 10^{14}$ эв получаем, используя (1), (3), величину акустического смещения $u_{max} = (1,7 + 4,4) \cdot 10^{-10}$ см. На рис. 1 приведена энергетическая зависимость амплитуды акустического сигнала для различных материалов при $r = 10^2$ см.

Верхняя граничная частота $\omega_{гр}$ акустического сигнала по порядку величины равна $\omega_{гр} \approx s_l / R = (0,6 + 4) \cdot 10^7$ сек $^{-1}$. При таких частотах уже должно сказываться затухание звука в материале, поэтому в спектре приходящего сигнала будут присутствовать только гармоники $\omega < \omega_{max}$, где ω_{max} – максимальная частота, пропускаемая трактом.

Для реальных материалов и $r = 10^2$ см, $\omega_{max} \approx 3 \cdot 10^6$ сек⁻¹, поэтому в случае широкополосного детектора с полосой пропускания $0 \leq \omega \leq \omega_{max}$ регистрируемый сигнал будет подавлен в $\omega_{гр}/\omega_{max} \approx 2 \div 10$ раз. Анализ экспериментальных возможностей показывает, что минимальное смещение, которое можно измерить с использованием обычной методики, составляет величину $u \approx 10^{-12}$ см, что позволяет обнаружить акустический сигнал от каскадирующей частицы с энергией $E_\gamma = 10^{14}$ эв на расстояниях $r \approx 2 \cdot 10^3$ см.

Оценим акустический эффект от ультрарелятивистского многозарядного иона. Объемная термоупругая сила, возникающая при прохождении через вещество мишени заряженной частицы, по порядку величины, равна

$$F = \frac{\Gamma}{\pi R_0^3} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \quad (4)$$

$(dE/dx)_{ion}$ — ионизационные потери частицы на единице пути. Радиус трека R заряженной частицы определяется диффузией δ -электронов за время электрон-ионной релаксации τ_0 :

$$R_0 \approx \sqrt{D \tau_0}, \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии δ -электронов. Оценка R_0 дает, по порядку величины, 10^{-4} см. Принимая $Z = 100$; $\Gamma = 2,5$; $s_l = 2 \cdot 10^5$ см/сек, $r = 10^2$ см, $(dE/dx)_{ion} = 2 \cdot 10^{11}$ эв/см, получаем для максимума амплитуды акустического сигнала от быстрого иона величину $u_{max} \approx 10^{-11}$ см.

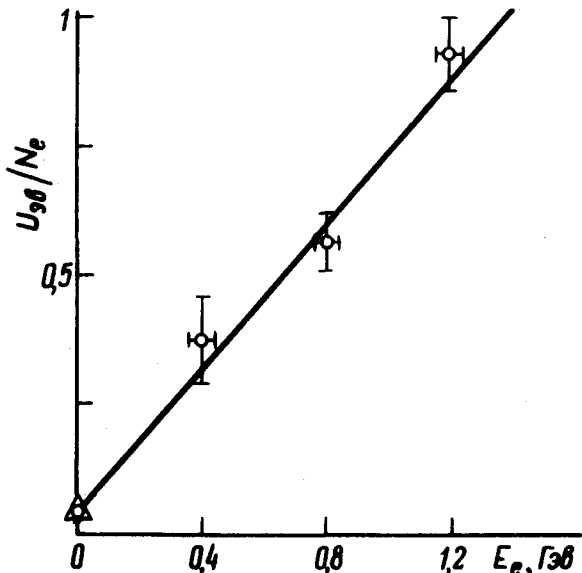


Рис. 2

Измерение зависимости амплитуды акустического сигнала от энергии электронного пучка E , проводилось на 2 Гэв линейном ускорителе ФТИ АН УССР. Пучок электронов ускорителя после магнитного анализатора проходил через монитор вторичной эмиссии, позволяющий измерять ток пучка, и попадал в свинцовую мишень с размерами $20 \times 10 \times 5$ см³. В центре малой грани мишени укреплялся пьезоэлектрический детектор механических напряжений, выполненный из керамики ЦТС-19 и имеющий приемную площадь 6,75 см². Пучок длительностью

$t_n = 10^{-6}$ сек с числом электронов в импульсе $N_e = 10^5 \div 10^7$ направлялся в центр большой или средней грани мишени, возбуждая в ней акустические колебания. Диаметр пучка электронов d не превосходил 1 см на поверхности мишени. Электрический сигнал от пьезоакустического детектора усиливался широкополосным транзисторным детектором (средняя рабочая частота $\sim 0,3$ МГц) и после эмиттерного повторителя подавался на вход внутреннего усилителя осциллографа ИО-4, ждущая развертка которого запускалась синхроимпульсом ускорителя. Измерения проводились при энергиях электронов $E_y = 0,4; 0,8; 1,2$ Гэв, так что глубина области поглощения каскада существенно меньше, чем линейные размеры мишени.

На рис. 2 показана энергетическая зависимость амплитуды акустического сигнала, нормированной на один электрон. Сплошная линия, проведенная на графике, согласуется с предположением о линейной зависимости $u/N_e \sim E_y$. С помощью этих измерений можно установить, что величина минимальной детектируемой этой аппаратурой энергии электрона порядка 10^{14} эв.

Экспериментальная оценка показывает, что при $E_y = 10^{14}$ эв и $r = 10$ см акустические смещения от одиночной частицы равны порогу аппаратуры $u \approx 10^{-12}$ см. Теоретическая же оценка дает такие смещения уже при $E_y \approx 5 \cdot 10^{12}$ эв. Различие объясняется некогерентностью сигналов от различных каскадов пучка в области высоких частот, что приводит к существенному подавлению сигналов с частотами $\omega \gg s_l/d$. Учет такого подавления высоких частот при экспериментальном определении минимальной детектируемой энергии частицы E_y приводит к хорошему согласию с теоретической оценкой. Подчеркнем, что акустическая методика регистрации треков заряженных частиц удовлетворяет требованиям к трековой аппаратуре, выдвинутым в [2].

В заключение выражаем благодарность Б.И.Шраменко за всестороннюю помощь в проведении эксперимента.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горькова

Поступила в редакцию
30 ноября 1973 г.

Литература

- [1] В.Я.Гинзбург. УФН, 108, 273, 1972.
- [2] Г.Б.Жданов. УФН, 111, 109, 1973.
- [3] И.А.Боршковский, В.Д.Воловик, И.И.Залюбовский, В.И.Кобизской. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1791, 1972.
- [4] В.В.Гужавин, И.П.Иваненко, Т.И.Рожкова. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1774, 1972.
- [5] Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 92, 535, 1953.