

О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ МАССИВНЫХ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ НА ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКАХ АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

© П. И. Голубничий, В. Г. Кудленко, Д. В. Решетняк

Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля

За допомогою рівнянь радіаційної акустики в рамках теплового механізму випромінювання пружних хвиль проаналізовано можливість детектування заряджених масивних частинок темної матерії акустичним методом на супутниках.

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдательные данные свидетельствуют о том, что значительная часть массы Вселенной заключена в веществе, невидимом ни в каком диапазоне. В настоящее время непосредственно обнаружить эту форму материи можно только по эффектам гравитационного взаимодействия со светящейся материи (гравитационное микролинзирование) [2, 3]. Отвечающий ей параметр средней плотности Ω_m будет больше или порядка 0.2—0.3. Заметим, что в современной инфляционной картине Вселенной предсказывается $\Omega = 1$. Выход из этого противоречия состоит в том, что помимо кластеризованой темной материи (ТМ), должен существовать однородно распределенный фон с $\Omega_\phi = 0.7...0.8$, к которому астрономические наблюдения не чувствительны. Физическим источником этого фона могли бы быть распады очень долгоживущих частиц ТМ ($t = 10^5...10^7$ лет), или космологическая постоянная [3]. Из сравнения результатов вычислений распространенности легких элементов во Вселенной (теория первичного нуклеосинтеза) с наблюдательными данными следует консервативная оценка плотности барионного (обычного) вещества $\Omega_b < 0.1$ (при этом, по видимому, заметная часть этого вещества не излучает и является барионной ТМ). Это намного меньше приведенных выше оценок Ω_m , следовательно, основная часть ТМ во Вселенной будет иметь небарионный состав [7].

Такое утверждение находится в согласии с теорией образования структур во Вселенной, которая указывает на то, что небарионная ТМ (по крайней мере большая ее часть) будет «холодной», т. е. перестанет взаимодействовать с веществом ранней Вселенной, будучи нерелятивистской [7].

Приведенные результаты указывают на то, что значительная часть вещества во Вселенной — это новые стабильные частицы со временем жизни сравнимым или превышающим возраст Вселенной: $T \geq 10^{10}$ лет. Число кандидатов на роль частиц ТМ, предсказываемых различными вариантами современной теории элементарных частиц довольно велико. Наиболее же реальными кандидатами являются аксионы, «вимпы» (Wimp Interaction Matter Particles), которые должны слабо взаимодействовать с обычной материей [9] и «чампы» — заряженные массивные элементарные частицы [10] (по сложившейся терминологии — X-частицы). Поиск слабовзаимодействующих частиц ТМ сейчас ведется несколькими группами исследователей в подземных низкофоновых экспериментах с помощью сцинтилляционных и больших германиевых детекторов [11]. Поиск заряженных сверхмассивных частиц можно было бы вести, используя ковры газовых импульсных ионизационных камер, размещенных в космосе, однако по ряду причин их использование затруднительно. Несколько лет назад было предложено регистрировать такие частицы с помощью акустических детекторов большой площади, установленных на спутниках [4]. В связи с этим мы сочли необходимым, используя уравнения радиационной акустики, рассмотреть задачу о генерации акустических волн X-частицей в твердом акустическом радиаторе.

ПАРАМЕТРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ТРЕКА Х-ЧАСТИЦЫ

Для расчета акустического сигнала от области взаимодействия X-частицы с веществом необходимо оценить параметры этой области (энергетического трека). Величина передаваемой энергии определя-

ется ионизационными потерями заряженной частицы в веществе, равномерно распределенными вдоль ее трека. Теория предсказывает характерные значения скорости X-частицы $v = 300 \text{ км/с}$, массу $M = 5 \cdot 10^8 \text{ ГэВ}/c^2$, эффективный заряд $Z_{\text{eff}} = 137$. Представляет интерес нахождение акустических импульсов, генерируемых X-частицей в металлах. Процесс образования и развития энергетического трека в металлах можно описать в рамках двухтемпературной модели [5], согласно которой начальные радиус и перегревную температуру трека можно получить в виде

$$\begin{aligned} a &= \left(\frac{\gamma}{\beta} k_e \sqrt{\frac{dE/dx}{\pi\gamma}} \right)^{\frac{1}{3}}, \\ \Delta T_c &= \frac{dE/dx}{\pi a^2 C_i}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\gamma = \frac{C_e}{T_e}$ — отношение электронной теплоемкости и температуры; β — коэффициент теплопередачи от электронов решетке; k_e — коэффициент температуропроводности электронного газа, определяемый длиной электронно-фононных соударений; C_i — ионная теплоемкость.

Время релаксации τ_T переданной энергии определяется механизмами взаимодействия вторичных электронов с веществом. Это характерное время остыивания, и его можно считать временем жизни энергетического трека. Учитывая, что характерное время электрон-электронной релаксации в твердом теле составляет $\tau_1 \approx 0.1 \text{ пс}$, для τ_T получаем в твердых телах

$$\tau_T = a^2/k, \quad (2)$$

где k — коэффициент температуропроводности.

РАСЧЕТ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Предположим, что X-частица с энергией $E_0 = Mv^2/2 = 250 \text{ ГэВ}$ падает под углом δ к нормали на металлическую пластину толщины h , причем $h(dE/dx) \ll E_0$. Очевидно, что при таком условии скорость X-частицы в пластине останется примерно постоянной. Дифференциальные энергетические потери dE/dx найдем, как в работе [4]. Например, в алюминии они будут 230 ГэВ/см . Так как $E_0 = 250 \text{ ГэВ}$, то можно принять ограничение на толщину пластины $h = 0.1 \text{ см}$.

Анализ параметров энергетического трека a , ΔT_c и τ_T показывает, что для многих металлов с хорошей проводимостью в зоне взаимодействия X-частицы с веществом фазовых переходов ожидать не

следует. Поэтому при расчете акустического сигнала можно учитывать только термоупругий механизм генерации звука.

Очевидно, что длительность тепловой нагрузки равна времени пролета X-частицей пластины τ . Для $h = 0.1 \text{ см}$ и $v = 300 \text{ км/с}$ получаем $\tau = h/v \approx 3 \text{ нс}$. С другой стороны, время жизни энергетического трека в металлах $\tau_T \sim 10 \text{ пс}$, поэтому он будет представлять собой термовозбужденную область, движущуюся за X-частицей через пластину со скоростью v . Длину этой области можно оценить как $L = v\tau_T \approx 1 \text{ мкм}$.

Поскольку размер перегретой области, а следовательно, и термоакустической антенны $L \ll h$, то в первом приближении задача сводится к нахождению акустических сигналов, возбуждаемых в твердом полупространстве движущимся вдоль оси z импульсным тепловым источником с длительностью импульса излучения, равным τ . Функцию формы импульса представим в виде $f(t) = \Theta(t) \Theta(t - \tau)$ (прямоугольный импульс), так как $dE/dx = \text{const}$.

Известно [6], что генерация звуковых волн таким источником происходит так же, как и неподвижным, но «сжатым» в $|1 - \bar{\beta}|$ раз, описываемым функцией

$$f_{\text{eff}}(t) = f(t/(1 - \bar{\beta})/|1 - \bar{\beta}|),$$

где $f(t)$ — функция формы неподвижного импульсного источника; $\bar{\beta} = (v/c_s) \sin\theta \cos\varphi$ — число Маха для продольных волн (здесь θ — угол между нормалью к поверхности и направлением на точку наблюдения, φ — угол в плоскости границы между проекциями на границу направления на точку наблюдения и направления падения частицы).

Функцию $f(t)$ представим в виде $f(t) = \Theta(t) - \Theta(t - \tau)$ (прямоугольный импульс), так как $dE/dx = \text{const}$. Эффективная длительность импульса при этом равна $|1 - \bar{\beta}| \tau$.

Поперечное распределение плотности энерговыделения примем гауссовым. Исходя из вышеизложенного, плотность тепловых источников в твердом теле запишем в виде

$$Q(R, t) = \mu^* H_0 f_{\text{eff}}(t) \exp(-R^2/a^2),$$

где $\mu^* = 1/L$ — коэффициент поглощения энергии в треке, $H_0 = Wv$ — интенсивность энерговыделения, W — плотность энерговыделения, R — расстояние до точки наблюдения.

Анализ акустического поля сигнала проведем для компонента тензора напряжений σ_{RR} , обусловленного продольными волнами. Акустические напряжения для этого компонента волн найдем, следуя работе [6]:

$$\sigma_{RR}(t) = \frac{(3 - 4/n^2)\lambda a^2 H_0}{8\pi C_e R} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega \exp(-\omega^2 \tau_a^2/4) \exp[i\omega(R/c_t - t)]}{(1 + \omega^2 \tau_k^2)(1 + \omega^2 \tau_\mu^2)} \times \\ \times (1 + i\omega \tau_k)[\omega \tau_k K(\theta) + iM(\theta)]F(\omega)d\omega, \quad (3)$$

где $n = c_p/c_t$ (c_p , c_t — соответственно скорости продольных и поперечных звуковых волн; λ — коэффициент линейного теплового расширения; C_e — удельная теплоемкость, $\tau_a = a \sin \theta (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi / \cos^2 \delta)^{1/2} / c_p$; $\tau_\mu = \cos \theta \cos \delta / \mu * c_t$; $\tau_k = k / c_t^2$ — характерное время, определяющее дополнительное запаздывание звуковых волн при «расплывании» термоакустической антенны за счет теплопроводности;

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{eff}(t) \exp(i\omega t) dt$$

— спектр импульса тепловой нагрузки;

$$K(\theta) = 1 - V_1(\theta), M(\theta) = 1 + V_1(\theta).$$

Здесь

$$V_1(\theta) = \frac{2 \sin \theta \sin 2\theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} - (n^2 - 2 \sin^2 \theta)^2}{2 \sin \theta \sin 2\theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + (n^2 - 2 \sin^2 \theta)^2}$$

— коэффициент отражения.

Рассмотрим излучение акустических волн в черенковских направлениях, так как в этих направлениях возмущения от различных точек траектории X-частицы складываются синфазно, и следовательно, величина акустических напряжений максимальна.

Найдем акустический сигнал в алюминии. Из формул (1) и (2) получим параметры энергетического трека: $a = 34$ нм, $\tau_T = 12$ пс, а также $L \approx 3.4$ мкм. Для продольных волн черенковские направления определяются уравнением

$$\frac{v}{c_l} \sin \theta \cos \varphi = 1.$$

Примем $\delta = \theta = 45^\circ$. Если импульс регистрируется на тыльной стороне пластины с $h = 0.1$ см, то расстояние от трека X-частицы до точки наблюдения из (4) составляет $R \approx 0.1$ см, а угол $\varphi = 88.3^\circ$.

Расчитав импульс непосредственно по (3) без учета поглощения звука (рис. 1), видим, что его длительность порядка 1 нс, следовательно, максимум спектральной интенсивности сигнала находится в частотной области около 1 ГГц. Такие высокочастотные упругие колебания находятся далеко за пределами частотного диапазона, доступного пьезодетекторам. Амплитуда импульса как функция верхней границы чувствительности детектора v_{max} , рас-

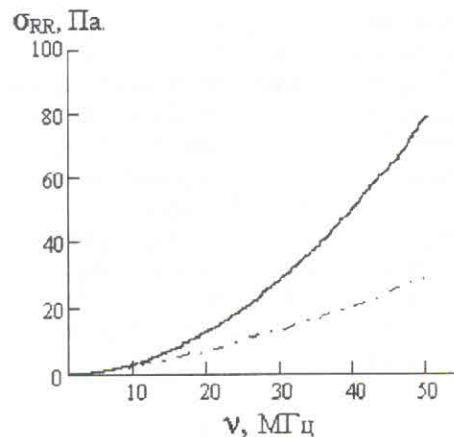


Рис. 2. Акустические напряжения в зависимости от верхней границы чувствительности детектора v_{max} (сплошная линия), обусловленные продольными волнами и создаваемые в черенковском направлении X-частицей при тех же условиях; уровень теплового акустического шума (пунктирная линия)

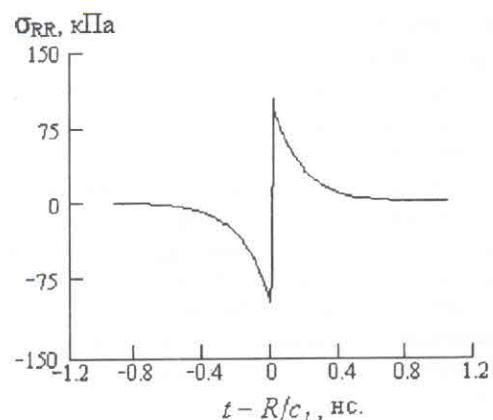


Рис. 1. Акустический сигнал в черенковском направлении, создаваемый X-частицей при прохождении через алюминиевую пластину толщиной 1 мм, на расстоянии 1 мм от ее трека

считанная с учетом затухания звука в алюминии [8], представлена на рис. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из анализа спектра видно, что в реально регистрируемой пьезополимерными тонкопленочными детекторами [1] полосе частот ($v_{max} = 40$ МГц) величина акустических напряжений составляет десятки Па и примерно в 2 раза превосходит амплитуду тепловых акустических шумов металла, что подтверждает возможность детектирования X-частиц с помощью акустических детекторов, установленных на ИСЗ. Заметим, что такой детектор будет

также регистрировать сигналы, вызванные ударами космических пылинок, однако, поскольку эти сигналы обусловлены динамическим механизмом, их можно дискриминировать от сигналов, вызываемых X-частицами по различию амплитудно-частотных характеристик.

1. Белова М. В., Голлмина И. П., Растворгус Д. Л. Пьезополимерные датчики деформации // ПТЭ.—1988.—Вып. 6.—С. 160—163.
2. Горбунов Д. С., Дубовский С. Л., Троицкий С. В. Калиброчный механизм передачи нарушения суперсимметрии // УФН.—1999.—169, № 7.—С. 705—736.
3. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Сажин М. В. Космология ранней Вселенной. —М.: Изд-во Моск.ун-та, 1988.—199 с.
4. Котельников К. А., Лямин Л. М., Мерзон Г. И. и др. Поиск заряженных массивных частиц темной материи с использованием акустических детекторов на спутниках // Акустический журн.—1998.—44, № 1.—С. 76—83.
5. Лифшиц И. М., Каганов М. И., Танатаров Л. В. К теории радиационных изменений в металлах // Атом. энергия.—1959.—6, № 4.—С. 391—402.
6. Лямин Л. М. Лазерное термооптическое возбуждение звука.

- М.: Наука, 1989.—237 с.
7. Рубаков В. А. Физика частиц и космология: состояние и надежды // УФН.—1999.—169, № 12.—С. 1299—1310.
8. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.—1232 с.
9. Bernabei R., et al. // Phys. Lett.—1999.—B450.—448.
10. de Rujula A., Glashow S. L. Uri Sarid. Charged dark matter. CERN-TH-5490/89: Preprint CERN, 1989.—1—24.
11. Ellis J. Dark 2002 and Beyond. astro-ph/0204059 CERN-TH/2002-074.

ON POSSIBILITY OF DETECTION OF CHARGED MASSIVE PARTICLES OF DARK MATTER FROM THE BOARD OF ARTIFICIAL SATELLITES BY ACOUSTIC METHOD

P. I. Golubnichii, V. G. Kudlenko, D. V. Reshetnyak

Using equations of radiation acoustics within the framework of the thermal mechanism of radiation of elastic waves, we analyzed the possibility of the detection of charged massive particles of dark matter by acoustic method from the board of satellites.

УДК 543.20

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛИАКРИЛАМИДА В РАСТВОРАХ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

© С. В. Назаренко, И. В. Коробова, Ф. А. Чмиленко

Дніпропетровський національний університет

Спектрофотометрично досліджена взаємодія поліакриламіду з органічним барвником метиленовим блакитним. Встановлені оптимальні умови існування аддукту, його склад. Розроблена методика визначення поліакриламіду у розчинах спеціального призначення з метиленовим блакитним методом градуювального графіка. Методика характеризується хорошою відтворюваністю ($S_r = 0.06$).

Полиакриламид (ПАА) используется в производстве микросферического ядерного топлива. При получении микросфер оксидов металлов методом внешнего гелирования ПАА способствует образованию сфер на начальной стадии процесса.

Для обеспечения химической и экологической безопасности окружающей среды необходим регулярный контроль содержания полимера в растворах специального назначения и в растворах переработки ядерного топлива [1, 4].

Известные методы анализа (адсорбционно-фотометрический, метод гидролиза в кислой среде, седиментационный [3, 5, 6] и турбидиметрический [2]) являются трудоемкими и длительными во времени или характеризуются невысокой точностью.

Промышленный ПАА представляет собой частично гидролизованный продукт. ПАА является неионогенным полимером, поэтому для его модификации используют гидролиз в кислой или щелочной средах.

Реакцию гидролиза ПАА в кислой среде можно представить следующей схемой [7]:

