

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МАГНОНОВ МЕДЛЕННЫМ МОНОПОЛЕМ

П.В.Воробьев, И.В.Колоколов¹⁾

Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера Сибирского отделения РАН
Новосибирский государственный университет
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 25 марта 1998 г.

После переработки 6 мая 1998 г.

Обсуждаются потери энергии, связанные с черенковским излучением магнонов, при взаимодействии медленного тяжелого монополя с магнитоупорядоченными средами.

PACS: 14.80.Nv, 75.90.Fv

Обнаружение медленных тяжелых монополей [1, 2] имело бы фундаментальное значение для физики элементарных частиц и космологии. Однако большинство современных детекторов обладает малой эффективностью при регистрации медленных монополей со скоростями $v/c < 10^{-4}$ [3]. Поэтому, как для физики детекторов, так и для астрофизики представляет интерес рассмотрение различных механизмов взаимодействия монополей с веществом.

В данной работе мы изучаем прохождение медленного монополя через магнитоупорядоченную среду. В таком случае основным механизмом потерь кинетической энергии является черенковское излучение магнонов. Это обусловлено тем, что фазовые скорости магнонов достигают нуля и связь монополя с магнонами линейна и велика.

Для определенности мы рассмотрим ферромагнетик, но полученные ниже оценки имеют более общий характер.

Магнонный гамильтониан в присутствии магнитного поля движущегося монополя может быть записан в виде

$$H = \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} \left(f_{\mathbf{k}} e^{-i\Omega_{\mathbf{k}} t} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} + \text{к.с.} \right), \quad (1)$$

где $a_{\mathbf{k}}^{\dagger}$ – оператор рождения магнона с волновым вектором \mathbf{k} , $\omega_{\mathbf{k}}$ – его закон дисперсии, $\Omega_{\mathbf{k}} = \mathbf{k}\mathbf{v}$, \mathbf{v} – вектор скорости монополя и $f_{\mathbf{k}}$ – коэффициент связи магнитного поля монополя $\mathbf{B} = g\nabla \frac{1}{r}$ с магноном.

Энергия магнонов, излученных в единицу времени, равна

$$\epsilon = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}} |f_{\mathbf{k}}|^2 \delta(\Omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}}). \quad (2)$$

Пусть скорость монополя \mathbf{v} направлена вдоль спонтанной намагниченности, задающей направление оси²⁾ Z . Тогда

$$f_{\mathbf{k}} = \frac{4\pi g \mu_B}{a^{3/2} \sqrt{V}} \sqrt{\frac{S}{2}} \frac{k_x - ik_y}{k^2}, \quad (3)$$

¹⁾ kolokolov@inp.nsk.su, vorobyov@inp.nsk.su

²⁾ Общий случай исследуется совершенно аналогично и ответ отличается лишь численным множителем порядка 1.

где a – постоянная решетки, V – объем образца, S – величина спина на узле и μ_B – магнетон Бора. С учетом (3) выражение для ϵ принимает вид

$$\epsilon = \frac{2g^2 \mu_B^2 S}{a^3 \hbar} \int d^3 k \omega_k \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^4} \delta(k_z v - \omega_k). \quad (4)$$

Интегрирование в (4) проводится по первой зоне Бриллюэна.

Если $v \geq u$, где u – скорость магнонов вблизи границы зоны Бриллюэна, то существенны магноны с большими k . Тогда:

$$\epsilon \simeq \frac{\bar{\omega} g^2 \omega_M}{v} \quad (5)$$

где частота $\omega_M = 4\pi \mu_B^2 S / \hbar a^3$ характеризует намагниченность среды [4],

$$\bar{\omega} = \frac{1}{2\pi} \int \frac{d^2 k_{\perp}}{k_{\perp}^2} \omega_{k_{\perp}} \quad (6)$$

$k_{\perp} = (k_x, k_y)$, и $\bar{\omega}$ – порядка максимальной частоты магнонов.

Для $g^2 \simeq 4700 \cdot e^2$ получаем

$$\epsilon \simeq 10^3 \cdot \text{Ру} \cdot \omega_M (\bar{\omega} \tau), \quad (7)$$

где $\tau = a/v$ – характерное время взаимодействия.

Типичные значения для магнитоупорядоченных диэлектриков: $\bar{\omega} \simeq 10^{-13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_M \simeq 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ и для $v/c \simeq 10^{-4}$ — $\epsilon \simeq 10^{14} \text{ эВ/с}$, что соответствует потерям на единицу длины: $dE/dl \simeq 10^8 \text{ эВ/см}$.

Из (5) видно, что потери ϵ и dE/dl растут с уменьшением скорости монополя v . Когда скорость v становится $v < u$, основной вклад в потери вносят магноны со дна спектра. Для них $\omega_k = \omega_{ex} (ak)^2$, где ω_{ex} – частота, характеризующая обменное взаимодействие [4, 5], и выражения для потерь теперь приобретают вид

$$\epsilon = g^2 \frac{\omega_M v}{4\omega_{ex} a^2}, \quad (8)$$

$$\frac{dE}{dl} = \frac{\epsilon}{v} = g^2 \frac{\omega_M}{4\omega_{ex} a^2}. \quad (9)$$

Как видно, потери энергии на единицу длины при уменьшении скорости монополя выходят на постоянное значение. Характерные значения: $\omega_M/\omega_{ex} \simeq 10^{-2}$, и для $v/c \simeq 10^{-4}$ $a \simeq 10^{-8} \text{ см}$; $dE/dl \simeq 10^8 \text{ эВ/см}$.

Из этих оценок видно, что уровень энергетических потерь медленного магнитного монополя в магнитоупорядоченной среде сравним с ионизационными потерями быстрого монополя. Это открывает новые возможности для построения детекторов в диапазоне $v/c < 10^{-4}$. Конверсия спиновых волн в электромагнитные [5] позволяет фиксировать прохождение монополя через слой магнетика стандартными радиотехническими средствами.

Подробный анализ других механизмов взаимодействия медленного монополя с веществом дан в [6].

Авторы благодарны Л.М.Баркову, И.Б.Хриповичу и В.В.Яновскому за интерес к этой работе и полезные замечания.

-
1. А.М.Поляков, Письма в ЖЭТФ **20**, 430 (1974).
 2. G. 't Hooft, Nucl.Phys. **B79**, 276 (1974).
 3. Г.В.Клапдор-Клайнгротхаус, А.Штаудт, *Неускорительная физика элементарных частиц*, М.: Наука, 1997.
 4. А.Г.Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, М.: Наука, 1973.
 5. А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский, *Спиновые волны*, М.: Наука, 1967.
 6. П.В.Воробьев, И.В.Колоколов, В.В.Яновский, *Взаимодействие медленных магнитных монополей с веществом*, Материалы XXXII Зимней школы ПИЯФ, Гатчина, 21.02-28.02.1998 (будет опубликовано).