

5
М 89



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P-604

Ч.Музикарж , В.Е.Пафомов

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ
ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Дубна 1960

P-604

Ч.Музикарж^{x/}, В.Е.Пафомов^{xx/}

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ
ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

903/5 128.

x/ Постоянный адрес: Физико-математический факультет Карлова университета, Прага, Чехословакия,

xx/ Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Рассматривается энергия излучения Вавилова-Черенкова в одноосных магнитных кристаллах и в одноосных кристаллах двойной анизотропии.

Излучение Вавилова-Черенкова в одноосных кристаллах рассматривалось в ряде работ /1/-/11/. В случае движения заряженной частицы наклонно к оптической оси угловое распределение энергии излучения по образующим конусов нормалей к излучаемым волнам довольно сложно /6/, /7/. В связи с этим не было уверенности в том, что формулы для спектральной плотности энергии излучения окажутся простыми, а для их получения нужно было бы произвести весьма громоздкое интегрирование. В случае движения частицы в одноосном диэлектрическом кристалле соответствующие расчеты были сделаны в /9/ и /10/. Оказывается, что результат имеет очень простую зависимость от так называемых критических скоростей /9/, при которых в спектре появляются волны той или иной поляризации. В связи с этим соответствующую зависимость интересно было бы найти и для других типов анизотропии. В настоящей статье мы сообщаем результаты для случая одноосного магнитного кристалла и простейшей среды двойной анизотропии - то же для одноосного кристалла, именно среды анизотропной по электрическим и магнитным свойствам с совпадающими осями.

При движении заряда в магнитом кристалле под углом α к оптической оси потери энергии на излучение обыкновенных (индекс "о") и необыкновенных волн (индекс "е") на единицу пути заряда в единичный интервал частот равны: если оптическая ось кристалла лежит внутри конусов излучения ($\cos \alpha > \beta_o / \beta$), то

$$S_o(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(\cos \alpha - \frac{\beta_e^2}{\beta^2} \right), \quad S_e(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(\frac{\beta_o}{\beta_e} - \cos \alpha \right), \quad (1)$$

а если оптическая ось вне конусов ($\cos \alpha < \beta_o / \beta$), то

$$S_o(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(1 - \frac{\beta_o}{\beta} \right) \frac{\beta_o}{\beta}, \quad S_e(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(1 - \frac{\beta_e}{\beta} \right) \frac{\beta_o}{\beta_e}. \quad (2)$$

В этих формулах $\beta_o = (\epsilon \mu_o)^{-1/2}$ и $\beta_e = \epsilon^{-1/2} (\mu_o \cos^2 \alpha + \mu_e \sin^2 \alpha)^{-1/2}$ имеют смысл критических скоростей соответственно для обыкновенных и необыкновенных волн. Если излучаются волны обеих поляризаций, то из (1) и (2) следует, что независимо от взаимного расположения конусов излучения и оптической оси кристалла вся энергия излучения равна

$$S(\omega) = S_o(\omega) + S_e(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(1 - \frac{\beta_o \beta_e}{\beta^2} \right) \frac{\beta_o}{\beta_e} \quad (3)$$

Рассмотрим теперь излучение Вавилова-Черенкова в кристаллах двойной анизотропии. Известно, что в таких кристаллах, даже если они одноосные, могут распространяться лишь необыкновенные волны. Одна из них соответствует необыкновенным волнам в анизотропном диэлектрике (при $\mu = \mu_o$), а другая — необыкновенным волнам в анизотропном магнетике (при $\epsilon = \epsilon_o$). Таким образом, потери на излучение Вавилова-Черенкова в таких средах можно получить, воспользовавшись результатами для анизотропного диэлектрика и анизотропного магнетика:

$$S_1(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(\cos \chi e - \frac{\bar{\beta} \beta_1}{\beta^2} \right), \quad S_2(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(\frac{\bar{\beta}}{\beta_2} - \cos \chi e \right) \quad (4)$$

если $\cos \chi e > \bar{\beta} / \beta$ и

$$S_1(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(1 - \frac{\beta_1}{\beta} \right) \frac{\bar{\beta}}{\beta}, \quad S_2(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta} \right) \frac{\bar{\beta}}{\beta_2} \quad (5)$$

если $\cos \chi e < \bar{\beta} / \beta$. Здесь $\beta_1 = \mu_o^{-1/2} (\epsilon_o \cos^2 \chi e + \epsilon_e \sin^2 \chi e)^{-1/2}$,

$\beta_2 = \epsilon_o^{-1/2} (\mu_o \cos^2 \chi e + \mu_e \sin^2 \chi e)^{-1/2}$ — соответствующие критические скорости,

а $\bar{\beta} = (\epsilon_o \mu_o)^{-1/2}$. При скоростях, для которых излучаются волны обеих поляризации, энергия полного излучения определяется следующей формулой:

$$S(\omega) = S_1(\omega) + S_2(\omega) = \frac{e^2 \omega \mu_o}{c^2} \left(1 - \frac{\beta_1 \beta_2}{\beta^2} \right) \frac{\bar{\beta}}{\beta_2} \quad (6)$$

независимо от взаимного расположения конусов и оптической оси.

Л и т е р а т у р а

- /1/ В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 10, 608 (1940).
- /2/ А.А.Коломенский. ДАН, 86, 1097 (1952).
- /3/ А.А.Коломенский. ЖЭТФ, 24, 167 (1953).
- /4/ М.И.Каганов. ЖТФ, 23, 507 (1953).
- /5/ А.Г.Ситенко и М.И.Каганов. ДАН, 100, 687 (1955).
- /6/ К.Тапаса. Phys.Rev. 93, 459 (1954).
- /7/ В.Е.Пафомов. ЖЭТФ, 30, 761 (1956); диссертация, ФИАН, 1957 г.
- /8/ Б.М.Болотовский. УФН, 62, 201 (1957).
- /9/ Ч.Музикарж. ЖЭТФ, 39, 163 (1960).
- /10/ В.Н. Курдюмов. ДАН, 134, в печати (1960).
- /11/ И.М.Франк. ЖЭТФ, 38, 1751 (1960).