

во внутреннем эффективном поле, значение которого определяется магнитными свойствами пленки.

Наклон прямой меняется для различных пленок. Для более толстых пленок прямая идет круче.

Проведенные исследования показывают, что при общей тенденции шума к уменьшению с ростом постоянного поля смещения при определенных значениях постоянного поля наблюдается резонансное возрастание шума, причина которого может заключаться в возникновении резонансного поглощения энергии высокочастотного поля и рассеянием ее в виде шумов из-за неоднородной прецессии магнитных моментов микрорегионов пленки.

В заключение выражаю искреннюю благодарность В. В. Потемкину за внимание к работе и за ценные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Потемкин В. В., Жигальский Г. П. «Изв. вузов», радиофизика (в печати).
2. Pohn A. V., Read A. A., Stewart R. M., Schauer R. F. Proc. National Electronics Conference, 15, 202, 1959.
3. Соколов В. А., Фельдман Б. Я. «Изв. вузов», радиофизика, 7, № 3, 350, 1964.
4. Turner E., Hasty T., Lee Boudreaux J. J. Appl. Phys., 32, No. 10, 1807, 1961.
5. Hasty T. J. Appl. Phys., 34, No. 4, 1079, 1963.
6. Лесник А. Г., Левин Г. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, № 4, 560, 1965.

Поступила в редакцию
25. 9. 1966 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 548 : 537.31

Х. Д. ДИМИТРОВ

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ НЕЙТРАЛЬНЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

В настоящей работе сообщаются результаты вычисления электропроводности образцов с параллельными (винтовыми или краевыми) дислокациями с учетом только механизма рассеяния, связанного с полем деформации вблизи дислокации. Расчет проводится в рамках представлений об изотропном упругом континууме и в приближении метода эффективной массы. Внешнее электрическое поле предполагается однородным в пространстве и просто-периодическим во времени с произвольной круговой частотой ω .

Поскольку в принятой модели для винтовых дислокаций обычно употребляемый потенциал деформации равен нулю, то в этом случае принимается во внимание дополнительный потенциал, введенный в работе [1]. Распределение дислокаций (т. е. точки их пересечения с плоскостью в образце, перпендикулярной направлению дислокаций) предполагается хаотическим (ср. [2]). В задаче с краевыми дислокациями вводится дополнительное предположение, что векторы Бюргера имеют хаотическое направление, перпендикулярное общему направлению дислокаций*. Дислокации рассматриваются как неподвижные и с не очень большой плотностью N_d (см^{-2}):

$$\frac{N_d l_0}{k_0} \ll 1,$$

где l_0 — характерная длина рассеяния на отдельной дислокации, а k_0 — характерное значение квазиволнового вектора рассеиваемых электронов. При этом можно говорить о независимом рассеянии электронов проводимости отдельными дислокациями.

* Разумеется, это является приближением, так как в действительности векторы Бюргера могут принимать только дискретные направления.

Решение проводится методом квантовых функций Грина (см. [3]) с использованием двухвременных температурных функций Грина (ср. [4]). Вычисление ведется в линейном приближении по внешнему полю и в предположении о малости взаимодействия электронов с дислокациями, т. е. при условии применимости борновского приближения рассеяния. Все расчеты основаны на предположении о простой энергетической структуре зоны проводимости. Естественно, электропроводность вдоль направления дислокаций получается бесконечной. Поэтому в работе рассматривается поперечная электропроводность $\tau_{\perp}(\omega)$ — в направлениях, перпендикулярных осям дислокации. В силу сделанных предположений $\sigma_{\perp}(\omega)$ является скаляром.

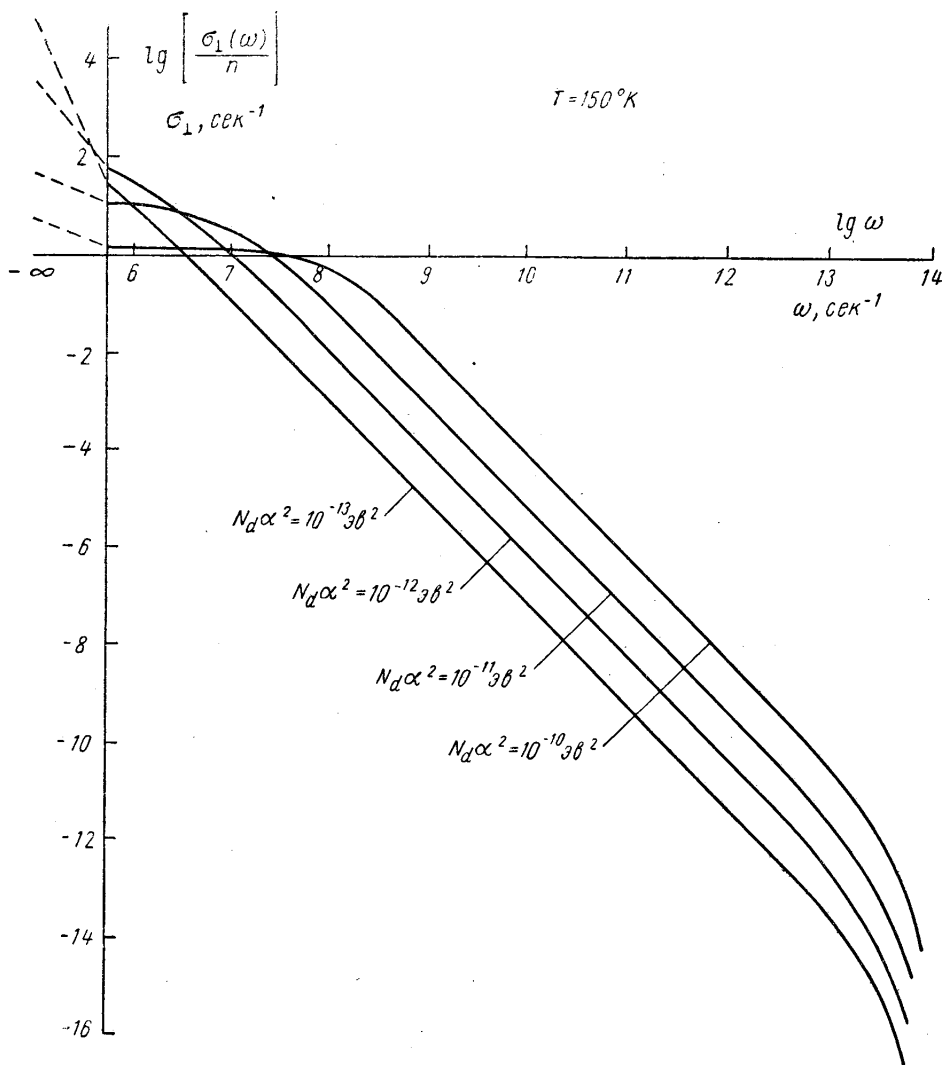


Рис. 1

Результат вычисления в случае винтовых дислокаций имеет вид

$$\sigma_{\perp}(\omega) = \frac{2e^2 \theta^3 \sqrt{2m\theta}}{\pi^2 \hbar^3 N_d \alpha^2} \frac{\text{th} \frac{\omega\theta}{2}}{\omega} \int_{|\omega\theta|}^{\infty} \frac{x^2 n_0(x) dx}{\pi^2 + \left[\gamma_D \omega_{\theta} x + \ln \left(\frac{x - \omega_{\theta}}{x + \omega_{\theta}} \right) \right]^2}$$

где

$$\omega_{\theta} = \frac{\hbar\omega}{\theta}, \quad \gamma_D = \frac{\theta^2}{\pi N_d \alpha^2}, \quad \theta = \kappa T,$$

$$n_0(x) = - \int_0^{\infty} dz \frac{\partial}{\partial(z^2)}, \quad n_0(x, z^2),$$

$$n_0(x, z^2) = [1 + \exp(x + z^2 - \zeta/\theta)]^{-1},$$

e — заряд электрона, m — его эффективная масса, κ — константа Больцмана, T — абсолютная температура; ζ — химический потенциал, α — константа деформационного потенциала (см. [1]).

В случае статистики Больцмана графики зависимости отношения σ_{\perp}/n от частоты ω (в логарифмическом масштабе; n — концентрация электронов проводимости) при четырех различных значениях произведения $N_d \alpha^2$ показаны на рис. 1 и 2 для $T=50^{\circ}\text{K}$ и $T=150^{\circ}\text{K}$ соответственно.

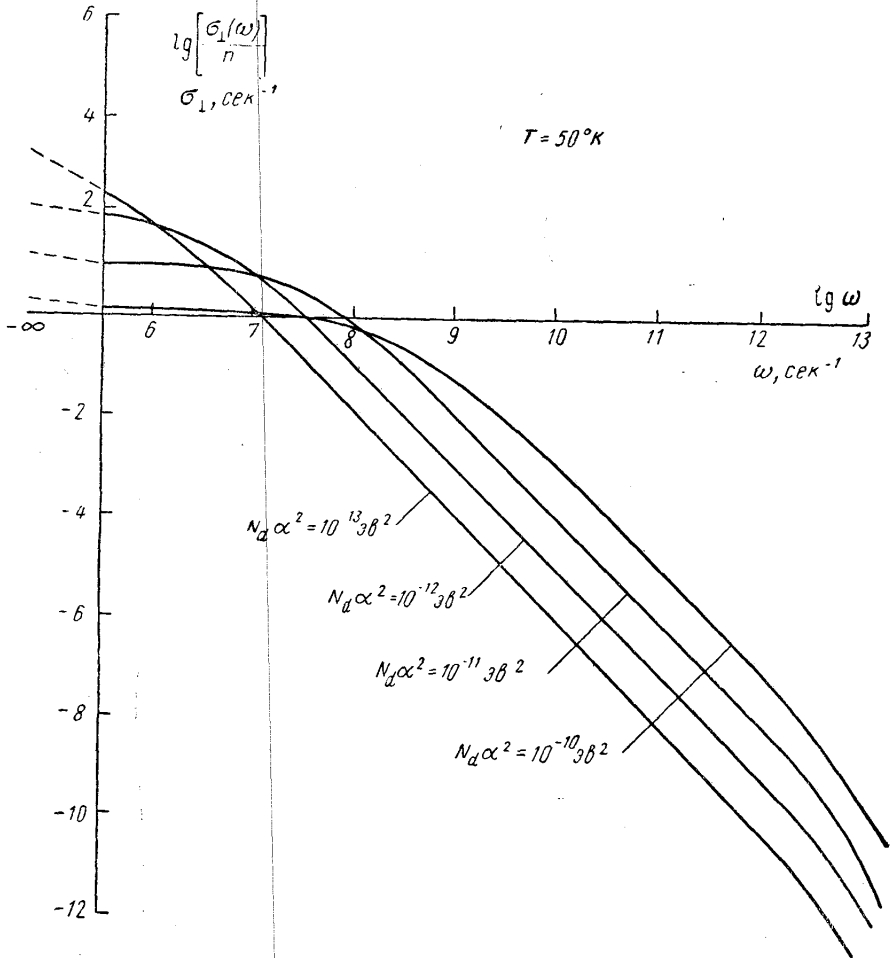


Рис. 2

В случае краевых дислокаций результат получается непосредственно из только что приведенной формулы посредством замены α^2 на $\frac{1}{2} E_v^{(1)2}$,

где

$$E_v^{(1)} = \frac{b}{2\pi} \frac{1-2\nu}{1-\nu} E_1.$$

Здесь b — модуль вектора Бюргера, ν — коэффициент Пуассона, а E_1 — константа деформационного потенциала краевой дислокации (см. [5]).

Исходя из полученных формул, найдены конкретные выражения для коэффициента поглощения электромагнитных волн, а также выражения для тангенса угла диэлектрических потерь.

В заключение автор выражает благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за предложенную тему и руководство работой, а также И. А. Аверкиной за проведенные расчеты на вычислительной машине.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика твердого тела», 3, 47, 1961.
2. Коhn W., Lüttinger J. Phys. Rev., 108, 590, 1957.
3. Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В. Метод функций Грина в статистической механике. М.—Л., Физматгиз, 1961.
4. Плакида Н. М. ДАН СССР, 147, № 5, 1067, 1962.
5. Dexter D. L., Seitz F. Phys. Rev., 86, 964, 1952.

Поступила в редакцию
12.10.1966 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 530.12 : 531.51 : 539.12

В. Б. БРАГИНСКИЙ, Л. И. СЛАБКИЙ, В. К. МАРТЫНОВ

ВЕРХНЯЯ ГРАНИЦА ВОЗМОЖНЫХ СПИНОВЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Как известно, существование гравитационных эффектов, связанных с вращением макроскопических тел и зависящих от ориентации оси вращения волчка во внешнем гравитационном поле, непосредственно следует из ОТО [1]. Как показал Я. Б. Зельдович [2], для элементарных частиц можно ожидать влияния ориентации вектора спина во внешнем гравитационном поле вращающейся Земли на вес частицы. Однако экспериментальная проверка этих эффектов ввиду их малости, по-видимому, невозможна при современном уровне экспериментальной техники.

В последнее время рядом авторов [3, 4] были высказаны гипотезы о возможных гравитационных эффектах, связанных с поляризацией ядер, а также были предложены некоторые модели гравитационного взаимодействия [5, 6], из которых следуют такие эффекты, причем в ряде случаев существование такого рода эффектов связывается с невыполнением так называемого сильного принципа эквивалентности. В частности, как показали Т. Морган и А. Перес [3], отсутствие влияния ориентации спинов ядер на уровне дефекта массы в опытах типа Этвеша—Дике [7, 8] может служить подтверждением сильного принципа эквивалентности.

Недавно Дж. Даббсом и другими был проведен эксперимент по измерению ускорения свободного падения g пучка нейтронов, летящих горизонтально в поле тяжести Земли. Ими было установлено, что различие в величинах g для различных ориентаций спинов нейтронов, если оно существует, не превышает $1 \cdot 10^{-2}$ относительной величины $\Delta g/g_0$.

В других экспериментах [10] по проверке возможного существования спиновой анизотропии гравитации для тел с поляризованными ядрами было показано, что по крайней мере на уровне относительного изменения веса пробной массы $\Delta P/P \approx 2 \cdot 10^{-6}$ данный эффект отсутствует.

Ниже приводится таблица возможных гравитационных эффектов, связанных с ориентацией спинов ядер, которые в принципе могут быть проверены экспериментально в лабораторных условиях.

Возможный эффект	Оценки эффекта	Уровень	Литературные данные
Гравитационная асимметрия массы	$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_M^{(1)} \approx \frac{I+1}{3I} \frac{\mu H}{kT} \eta B_I \left(\frac{H}{\sigma H}\right) \lambda$	${}_{13}\text{Al}^{27} \approx 1, 14 \cdot 10^{-11} H \eta$ ${}_{1H}^1 \approx 3, 4 \cdot 10^{-10} H \eta$	[11, 3]
Гравитационная асимметрия дефекта массы	$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{д.м.}}^{(1)} \approx \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_M^{(1)} \left(\frac{\Delta m}{m}\right) \lambda$	${}_{13}\text{Al}^{27} \approx 10^{-13} \cdot H \eta$ ${}_{1H}^1 = 0$	[3]