ЛИТЕРАТУРА

1. Красилов Ю. Д., Филипский Ю. К. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1966, 9, № 3, с. 382.
2. Ямный В. Е. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1970, 13, № 5, с. 658.
3. Гавра Т. Д., Ермоленко И. А. — Радиотехника, 1975, 30, № 1, с. 102.
4. Бибичкова Р. П. — Информ. сб. Центр. НИИ морского флота, 1968, № 38 (188), с. 86.
5. Малахов А Н. Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 20 марта 1980 г.

УДК 548.1

О НЕЛИНЕЙНЫХ ВЫСОЧАСТОТНЫХ СВОЙСТВАХ КРИСТАЛЛОВ С УЗКИМИ РАЗРЕШЕННЫМИ ЗОНАМИ

А. А. Игнатов

1. В работе [1] исследовалась статистическая вольт-амперная характеристика узкозонного кристалла при низких температурах $T \ll \omega_D$ и при $\Delta \ll \omega_D$ (где Δ — ширина разрешенной зоны, ω_D — дебаевская частота фононов). Отмечалось, что при достаточно малых Δ квадратичное по смещениям электрон-фононное взаимодействие преобладает над линейным, и основным механизмом рассеяния является комптоновское рассеяние фононов на электроне. Было показано, что в этих условиях изменение функции распределения носителей под действием внешних полей описывается уравнением Фоккера — Планка.

В настоящей работе в рамках уравнения Фоккера — Планка рассмотрены нелинейные высокочастотные свойства узкозонных систем. Получено выражение для тока и средней энергии электронов при воздействии на кристалл сильных высокочастотных и статических полей. Рассмотрение проводится вне рамок метода возмущений по величине поля.

2. Уравнение Фоккера — Планка для рассматриваемой системы имеет вид [1]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE\frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p}\left(A f + B\frac{\partial f}{\partial p}\right), \tag{1}$$

где $A_\alpha = (1/T)\, v_\alpha B$, v_α — α- компонента скорости электронов, B — не зависящая от импульсов константа, величина которой для случая электрон-фононного рассеяния вычислена в [1]. Будем далее рассматривать простую кубическую решетку и направим электрическое поле вдоль одной из основных осей кристалла (ось z). В силу периодической зависимости f от p_x, p_y интегрирование по этим переменным позволяет свести уравнение (1) к одномерному

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE\frac{\partial f}{\partial p} = B\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{v}{T}f + \frac{\partial f}{\partial p}\right). \tag{2}$$

Здесь и далее для сокращения обозначений опускаем индекс z. Энергетический спектр электронов будем описывать в приближении сильной связи:

$$\begin{gathered} \varepsilon = (\Delta/2)[1 - \cos(p/p_0)], \\ v = \partial\varepsilon/\partial p = (\Delta/2p_0)\sin(p/p_0), \end{gathered} \tag{3}$$

где Δ — ширина зоны, $p_0 = \hbar/d$. d — период решетки в направлении оси z. Энергия отсчитывается от дна зоны $p = 0$. Будем искать решение (2) в виде разложения в ряд Фурье, поскольку функция распределения f должна удовлетворять условию периодичности

$$f = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n \exp\left(in\frac{p}{p_0}\right). \tag{4}$$

Условие нормировки $\int f dp = N$ определяет величину $f_0 = N/2\pi p_0$. В силу условия ортогональности выражения для средней энергии и тока имеют согласно (3), (4) вид

$$\langle \varepsilon \rangle = N\Delta/2 - (\Delta\pi p_0/2)\{f_{-1} + f_1\}; \tag{5}$$

$$j = (e\Delta\pi/2i)\{f_{-1} - f_1\}. \tag{6}$$

Подставив выражение (4) в уравнение (2), получаем систему зацепляющихся уравнений для коэффициентов Фурье f_n:

$$\frac{\partial f_n}{\partial t} + eE\frac{in}{p_0}f_n = \nu\left\{\frac{\Delta}{4T}(nf_{n-1} - nf_{n+1}) - n^2 f_n\right\}, \tag{7}$$

где $\nu = B/p_0^2$.

Наличие в системе (7) малого параметра $\Delta/4T \ll 1$ дает возможность расцепить уравнения, поскольку, как легко видеть, $f_{n+1}/f_{n-1} \sim (\Delta/4T)^2$ $(n > 0)$. Уравнения для коэффициентов $f_{\pm 1}$, определяющих вклад в ток и среднюю энергию, принимают вид

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + eE\frac{i}{p_0}f_1 = \nu\frac{\Delta}{4T}f_0 - \nu f_1; \tag{8}$$

$$\frac{\partial f_{-1}}{\partial t} - eE\frac{i}{p_0}f_{-1} = \nu\frac{\Delta}{4T}f_0 - \nu f_{-1}. \tag{9}$$

Используя (5), (6), исходя из (8), (9), нетрудно получить замкнутые уравнения для средней энергии и тока:

$$\frac{\partial j}{\partial t} + \frac{e^2E}{p_0^2}\left\{\langle \varepsilon \rangle - N\frac{\Delta}{2}\right\} = -\nu j; \tag{10}$$

$$\frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial t} - jE = -\nu\{\langle \varepsilon \rangle - \varepsilon_{\text{т}}\}, \tag{11}$$

где $\varepsilon_{\text{т}} = (N\Delta/2)[1 - (\Delta/4T)]$ — средняя тепловая энергия электронов при $\Delta \ll 4T$. Как видно из (10), (11), введенная нами характерная частота $\nu = B/p_0^2$ имеет смысл обратного времени релаксации тока и средней энергии.

Уравнения (8), (9), а следовательно, и (10), (11) легко решаются при произвольной зависимости $E(t)$. Приведем здесь решение (10), (11) для случая стационарного воздействующего поля, когда за время воздействия $t \gg \nu^{-1}$ в системе успевают протекать переходные процессы:

$$j = (eNT/2p_0)\beta^2 \int_0^\infty \nu\, dt_1 \exp(-\nu t_1) \sin\left[(ed/\hbar)\int_{t-t_1}^{t} E(t_2)dt_2\right]; \tag{12}$$

$$\langle \varepsilon \rangle = (N\Delta/2)\left\{1 - (\beta/2)\int_0^\infty \nu\, dt_1 \exp(-\nu t_1)\cos\left[(ed/\hbar)\int_{t-t_1}^{t} E(t_2)dt_2\right]\right\}, \tag{13}$$

где $\beta = \Delta/2T$, остальные обозначения прежние.

3. Выражение для тока, индуцированного интенсивным высокочастотным полем, аналогичное (12), использовалось ранее в связи с исследованием нелинейных свойств периодических полупроводниковых структур — сверхрешеток [2], где оно было получено в рамках модельного рассмотрения. Таким образом, результаты этого исследования переносятся на случай систем, описываемых уравнением Фоккера — Планка (1). Примером таких систем являются молекулярные кристаллы, обладающие достаточно узкой разрешенной зоной [1]. Экспериментальное исследование их нелинейных высокочастотных свойств может дать ценную информацию о зонной структуре и механизмах рассеяния носителей тока. Отметим здесь ряд высокочастотных эффектов, вытекающих из (2), которые представляют в этой связи интерес: 1) наличие особенностей частотной зависимости дифференциальной проводимости, обусловленных штарковским резонансом [3, 4]; 2) эффект просветления среды при воздействии на нее интенсивного монохроматического поля [5]; 3) осциллирующий характер поглощения интенсивных электромагнитных волн [6]; 4) осцилляции статической проводимости системы в присутствии интенсивного электромагнитного поля и связанный с этим эффект абсолютного отрицательного сопротивления [2, 7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гоголин А. А. — Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, № 1, с. 30
2. Ignatov A. A., Romanov Yu. A. — Phys. Stat. Sol.(b), 1976, 73, № 1, p. 327.
3. Ктиторов С. А., Симин Г. С, Синдаловский В. Я. — ФТТ, 1971, 13, № 8, с. 2230.
4. Басс Ф. Г., Рубинштейн Е. А. — ФТТ, 1977, 19, № 3, с. 1379.
5. Игнатов А. А., Романов Ю. А. — ФТТ, 1975, 17, № 11, с. 3388.
6. Павлович В. В., Эпштейн Э. М. — ФТТ, 1976, 18, № 5, с. 1483.
7. Игнатов А. А., Романов Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 1, с. 132.

Институт прикладной физики АН СССР

Поступила в редакцию 25 марта 1981 г.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ

Т. XXI, № 2, 1981 г.

(Окончание)

Д. С. Лукин, П. П. Савченко. Численное моделирование структуры поля коротких радиоволн в параболическом ионосферном слое.

На основе асимптотического решения волнового уравнения определяется структура поля коротких радиоволн в параболическом ионосферном слое. Получено распределение поля в вертикальном разрезе с учетом дифракционной структуры на каустике. Проведен анализ поля на верхней и нижней ветвях каустики вплоть до каустического острия.

И. М. Стернина. Прогнозирование полей СДВ

Найдена аппроксимация зависимости параметров распространения 1-й моды от частоты и параметров распространения нулевой моды, дающая возможность определять поле СДВ в ближней зоне по известному полю в дальней зоне — прогнозировать поля СДВ для модели волновода Земля — ионосфера.

Д. В. Благовещенский, Н. Ф. Благовещенская. Влияние главного провала ионизации на распространение декаметровых радиоволн в высоких широтах.

Анализируется воздействие главного провала ионизации и его полюсной границы на прохождение радиосигналов по данным наклонного зондирования ионосферы и статистическим характеристикам КВ-сигналов на высокоширотных трассах Обнаружены устойчивые закономерности в изменениях параметров сигналов, отраженных от полюсной границы порвала. Показано, что комплексные измерения на нескольких высокоширотных трассах позволяют определить местонахождение и характер движений полюсной стенки провала.

В. И. Иванов, С. Ю. Ледомская. Эффект влияния ионов на характеристики распространения ОНЧ-радиоволн и параметры шумановского резонанса.

Путем численных расчетов на ЭВМ для дневной модели ионосферы оценивается влияние концентрации заряженных частиц на характеристики распространения ОНЧ-радиоволн и параметры шумановского резонанса.

С. И. Вайнштейн, В. Н. Сенаторов. О механизме ускорения магнитосферных частиц при взаимодействии их с МГД-волнами.

Рассматривается статистический механизм ускорения магнитосферных частиц в нестационарном геомагнитном поле при взаимодействии их с возмущениями типа альвеновских волн.

А. А. Арыков, Ю. П. Мальцев. Геомагнитный эффект при модулированном нагреве ионосферы.

Рассчитана амплитуда искусственных пульсаций геомагнитного поля, возбуждаемых в ионосфере мощной амплитудно-модулированной радиоволной. На основе этих расчетов анализируются условия, при которых амплитуда искусственных сигналов будет максимальной.

Г. Н. Пушкова, Л. А. Юдович. Электрические поля в среднеширотной ионосфере при магнитных возмущениях DP_{11} и DP_{12}

А. Н. Буренин, В. В. Клименко, Н. К. Осипов, А. А. Чернов. Радиоизлучение авроральной ионосферы в СВЧ-диапазоне и овал полярных сияний.
