

УДК 621.396.6

Д.Б. Кучер<sup>1</sup>, А.И. Фык<sup>2</sup><sup>1</sup> Одесская национальная морская академия, факультет Военно-Морских Сил, Одеса<sup>2</sup> Национальная академия Национальной гвардии Украины, Харьков

## ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛЕЙ НЕРАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАЗМЕ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЗАЩИТЫ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ СРЕДСТВ ВСУ

Формулируются этапы построения полезных моделей создания и рекомбинации электронных потоков с использованием неравновесных состояний электронов в полупроводниковой плазме, позволяющих реализовать сверхпроводящую защиту радиотехнических средств Вооруженных Сил Украины (ВСУ).

**Ключевые слова:** сверхпроводящая защита, полупроводниковая плазма, неравновесные состояния.

### Введение

Решение задач обороны Украины, как было подтверждено в ходе боевых действий, все более зависит от успеха в применении радиотехнических средств контроля текущей обстановки. Такие средства позволяют своевременно, в любых погодных условиях обнаруживать нарушения государственной границы и принимать меры по радиопротиводействию.

**Анализ публикаций.** Для повышения чувствительности РТС может использоваться эффект сверхпроводимости [1, 5].

Однако, хорошо оснащенные нарушители (в АТО этот факт зафиксирован как подразделениями МВС и ВСУ, так и добровольческими подразделениями) применяют электромагнитные средства для подавления радиотехнических, в том числе высокочувствительных средств (начиная с сотовых телефонов и заканчивая специальными радиотехническими системами).

В связи с этим становится актуальной задача создания быстродействующих устройств защиты РТС ВСУ от электромагнитного поражения.

**Цель статьи.** Такая защита может быть построена на основе сверхпроводящей полупроводниковой плазмы с источником неравновесности электронов, что ведет к необходимости построения моделей создания и рекомбинации электронных потоков в полупроводниках, которые подвержены воздействию электромагнитного поля с энергией кванта порядка запрещенной зоны [1] или процессов ионизации возникающих при распространении альфа-частиц в веществе. Такими моделями могут быть различные уравнения, описывающие эти процессы.

### Результаты исследований

Для получения точных решений уравнений Больцмана применялись преобразования, основан-

ные на симметрии интеграла столкновений [4, 5]. На этом пути были получены первые степенные неравновесные решения кинетических уравнений, как Больцмана, так и Ландау [5].

### Кинетическое уравнение для электронов в полупроводнике

Кинетическое уравнение для изотропной функции распределения частиц  $f(\varepsilon, t)$  по энергии  $\varepsilon$  неравновесной и пространственно однородной физической системы с источниками и стоками  $\Psi(\varepsilon)$  можно представить в виде уравнения непрерывности в пространстве энергий:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{1}{g(\varepsilon)} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} P(t, \varepsilon) + \Psi(\varepsilon);$$

$$P(t, \varepsilon) = -v_0 \int_0^{\varepsilon} g(x') I_{st}(f_1(\varepsilon, x')) dx', \quad (1)$$

где  $v_0 = \sqrt{\frac{8}{m}} \pi e^4 N L$ ,

$L$ -кулоновский логарифм,

$\varepsilon$ -энергия частиц.

Обозначим  $g(\varepsilon)$ -плотность состояний частиц.

Тогда функция  $f$  должна удовлетворять следующему условию:

$$N = \int g(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Наиболее распространенными формами интеграла столкновений  $I_{st}$  являются интегралы столкновений в форме Больцмана и в форме Ландау [4].

Удобные для использования приближенные выражения для параметра потока заряженных частиц  $P(t, \varepsilon)$  получены для степенных потенциалов взаимодействия, в частности и для кулоновского взаимодействия [4, 5].

**Приближенные выражения  
для потока частиц  
в энергетическом пространстве**

Интеграл столкновений Ландау для изотропных состояний имеет вид:

$$I_{st} = -\frac{1}{u^2} \frac{\partial}{\partial u} P(F(u)),$$

$$P(t, u) = -u^2 [A_1(F)uF] + A_2(F) \frac{\partial F}{\partial u};$$

$$A_1 = \frac{4\pi v}{N} \int_0^u v_1^2 F(v_1) dv_1,$$

$$A_2 = \frac{4\pi v}{3N} \left( \int_0^u v_1^4 F(v_1) dv_1 + u^3 \int_u^\infty v_1 F(v_1) dv_1 \right),$$

где  $F(u)$  – функция распределения частиц по скоростям.

При больших значениях скорости  $u$  заряженных частиц, выражение для коэффициентов могут иметь более простой вид:

$$A_1 = v \equiv \frac{v_0}{u^3},$$

$$A_2 = \frac{2}{3m} \bar{\varepsilon} v \equiv \frac{2\bar{\varepsilon} v_0}{3m} \frac{1}{u^3},$$

где  $\bar{\varepsilon}$  – средняя энергия рассеивающих электронов;

$$v = 4\pi N \frac{e^4}{m^2 u^3} L \equiv \frac{v_0}{u^3}.$$

Рассмотрим случай, когда

$$\frac{mu^2}{2} \gg \bar{\varepsilon} \approx T_e.$$

Перейдем к безразмерной функции распределения  $f$  частиц по энергиям. Тогда приближенное выражение для энергии частиц приобретает вид:

$$P(f, \varepsilon) = v_0 \left( T_e \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f + \Lambda \int_0^\varepsilon \sqrt{x} f^2(x) dx \right);$$

$$\Lambda = \frac{1}{N\pi^2 h^3} \sqrt{\frac{m^3}{2}}.$$

Приведенные выражения для энергии частиц потока описывают системы частиц с классической статистикой.

Эти соотношения можно обобщить и для систем с квантовой статистикой и выражение для энергии частиц потока представить [3, 5] в виде:

$$P(f, \varepsilon) = v \left( T_e \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f + \theta \cdot f^2 \right), \quad v = v_0 \varepsilon^{\alpha_1}. \quad (2)$$

Функция (2) обращается в нуль параметрами распределения Бозе (при  $\theta = 1$ ), Ферми (при  $\theta = -1$ ) и Максвелла (при  $\theta = 0$ ).

**Модели источников и стоков**

Построим модель распределения частиц по энергетическим уровням в источниках и стоках для решения уравнения (1). Для чего обозначим через  $Q$  – мощность источника и представим распределение частиц в виде

$$D(\varepsilon) = Q \cdot \delta(\varepsilon - \varepsilon_i).$$

Тогда энергетический параметр стока примет вид:

$$\Gamma(\varepsilon) = -\frac{1}{\tau(\varepsilon)} f(\varepsilon),$$

что позволяет записать выражение для энергетического параметра источников стоков в виде:

$$\Psi(\varepsilon) = D(\varepsilon) - \frac{1}{\tau(\varepsilon)} f(\varepsilon). \quad (3)$$

Представляют интерес два предельных случая зависимости характерного времени поглощения частиц в стоке  $\tau(\varepsilon)$  от энергии:

– распределенный сток ( $\tau$  – сток):

$$\frac{1}{\tau(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau} = \text{const};$$

– сосредоточенный сток:

$$\frac{1}{\tau(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_s} \delta(\varepsilon - \varepsilon_s),$$

где  $\varepsilon_s$  – значение энергии вблизи которого локализован сток,

$\tau_s$  – характерное время поглощения частиц в этом стоке.

В качестве источника неравновесности для квазичастиц в полупроводниковых системах можно использовать источники ионизации в виде радиоизотопного слоя [2].

При облучении полупроводникового слоя  $\alpha$ -частицами происходит интенсивная ионизация атомов полупроводника на длине их пробега:

$$R \approx 1,741 \cdot 10^{-4} \frac{A}{\rho} \sqrt{\frac{m_e E^3}{M_a}},$$

где  $E$  – энергия  $\alpha$ -частиц;

$A$  – атомный вес частиц,

$\rho$  – плотность частиц полупроводника.

За счет ионизации в объеме  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ с}$  образуется

$$K = 3,71 \cdot 10^{10} \chi \frac{E}{IR} \text{ электронов,}$$

где  $\chi$  - поток  $\alpha$ -частиц в Ку/см<sup>2</sup>,  $I$  - энергия возбуждения.

Такие источники с успехом исследовались ранее с точки зрения создания эффективных источников тока [4, 5].

Неравновесной системой является плазма под воздействием СВЧ полей. Каналом поглощения поля могут являться электрон-ионные столкновения, сопровождающиеся поглощением  $n$  квантов внешнего поля частоты  $\Omega$ , т.е. процессы типа

$$\varepsilon + E + n\hbar\Omega > \varepsilon' + E',$$

где  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon'$ ,  $E$ ,  $E'$  - соответственно энергии электронов и ионов,  $n$  - целое число [6, 7].

Вклад высокочастотного излучения в кинетическое уравнение движения зарядов с учетом обозначения  $Y(\pm\hbar\Omega) = f(\varepsilon \pm \hbar\Omega) - f(\varepsilon)$  можно записать в виде:

$$\Psi_{\Omega}(\varepsilon) = I_0 \cdot Y(-\hbar\Omega) \cdot \theta(\varepsilon - \hbar\Omega) \times \sqrt{\varepsilon - \hbar\Omega} I_0 \cdot Y(+\hbar\Omega) \cdot \theta(\varepsilon) \cdot \sqrt{\varepsilon + \hbar\Omega}, \quad (4)$$

$$\text{где } I_0 = \frac{m^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2} W_0,$$

$W_0$  - мощность падающего излучения.

В выражении (4) наиболее существенный вклад вносит источник  $\alpha$ -частиц с заданным диапазоном энергий, который обеспечивает создание неравновесного состояния электронов в зоне проводимости.

Влияние среды на взаимодействие между электронами можно описать диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon^1(\omega, \vec{k})$  среды и определить дисперсию колебаний. При  $\varepsilon_i > \varepsilon_F$  дисперсия продольных колебаний и функция распределения имеют равновесную часть, при малых энергиях, и неравновесную - при больших энергиях.

Дисперсия имеет акустический вид

$$\omega = c_s k \text{ при } k \ll \omega_{ps}/u_i,$$

где  $c_s = \sqrt{n/n_S} u_i$  - эффективная фазовая скорость электронных колебаний;

$n$ ,  $\omega_{ps}$  - соответственно плотность и плазменная частота неравновесной компоненты электронов;  $u_i$  - скорость неравновесных электронов.

## Выводы

Таким образом, управляемое изменение диэлектрической проницаемости полупроводниковых устройств позволяет, в случае превышения уровня входного сигнала, скачком менять значение проводимости, сохраняя работоспособность приемных устройств радиотехнических систем ВСУ и одновременно восстанавливая их свойства в момент прекращения мешающего воздействия.

## Список литературы

1. Фык А.И. Время переключения сверхпроводящего защитного устройства в волноводном тракте / А.И. Фык // Радиотехника. - Х.: ХНУРЭ., 1999. - Вып. 109. - С. 45-48.
2. Моисеев В.Е. О возможности индуцирования плазменных колебаний в неравновесных полупроводниках / В.Е. Моисеев, В.П. Новиков, В.В. Семиноженко // ФТП. - Т. 14, вып. 2. - С. 402-403.
3. Экспериментальные исследования энергетического спектра вторичных электронов возникающих при прохождении  $\alpha$ -частиц через тонкие плёнки / Е.Н. Батракин, И.И. Залюбовский, С.С. Моисеев и др. // Поверхность. - 1986. - № 12. - С. 82-86.
4. Кац А.В. Точные кинетические уравнения для частиц / А.В. Кац, С.С. Моисеев, В.М. Канторович // ЖЭТФ. - 1976. - Т. 71, вып 1. - С. 177-192.
5. Кучер Д.Б. Мощные электромагнитные излучения и сверхпроводящие защитные устройства / Д.Б. Кучер. - Севастополь: Ахтиар, 1997. - 188 с.

Поступила в редколлегию 15.09.2015

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Л.Ф. Купченко, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

## ПОБУДОВА МОДЕЛЕЙ НЕРІВНОВАЖНИХ СТАНІВ ЕЛЕКТРОНІВ У НАПІВПРОВІДНИКОВІЙ ПЛАЗМІ ДЛЯ НАДПРОВІДНОГО ЗАХИСТУ РАДІОТЕХНІЧНИХ ЗАСОБІВ ЗСУ

Д.Б. Кучер, О.І. Фик

Формуються етапи побудови корисних моделей створення та рекомбінації електронних потоків з використанням нерівноважних станів електронів у напівпровідниковій плазмі, яка дозволяє реалізувати надпровідний захист радіотехнічних засобів Збройних Сил України.

**Ключові слова:** надпровідний захист, напівпровідникова плазма, нерівноважні стани.

## CONSTRUCTION OF MODELS OF THE NON-EQUILIBRIUM STATES OF ELECTRONS IN SEMICONDUCTOR PLASMA FOR SUPERCONDUCTED DEFENCE OF RADIOTECHNICAL FACILITIES

D.B. Kucher, A.I. Fyik

The stages of construction of useful models of creation and recombination of electronic streams are formulated with the use of the non-equilibrium states of electrons in semiconductor plasma, allowing to realize superconducted defence of radiotechnical facilities of the Armed Forces of Ukraine.

**Keywords:** superconducted defence, semiconductor plasma, non-equilibrium states.