

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОКРЫТИЯ И САМОФОКУСИРОВКА ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

к.т.н. А.М. Сотников, к.ф.-м.н. В.Е. Новиков, к.т.н. Г.Ф. Коныхин, С.И. Клевец
(представил проф. В.Е. Пустоваров)

Показана возможность качественного изменения дисперсионных свойств полупроводникового покрытия в условиях использования двухслойных покрытий полупроводник- α -радиоактивный слой. Проанализировано возникновение линейного закона дисперсии в таком неравновесном полупроводниковом покрытии.

1. Введение. В работе рассматриваются особенности неравновесных состояний электронной подсистемы в твердотельной плазме. Степенные решения кинетических уравнений, как Больцмана, так и Ландау, впервые были найдены в работах [1 – 3]. В настоящей работе показано, что образующиеся под воздействием постоянных процессов ионизации при распространении α -частиц (или быстрых ионов) в веществе, неравновесные функции распределения имеют степенную ассимптотику с показателем степени, зависящим от мощности источника неравновесности, что соответствует экспериментальным результатам, полученным в [4].

2. Анализ неравновесных состояний. В работе рассматривается эволюция пространственно однородных систем частиц, подчиняющихся квантовой статистике, находящихся в неравновесном стационарном состоянии, образованном источниками и стоками частиц в пространстве энергий. В частности, изучена эволюция диэлектрической проницаемости полупроводникового покрытия под воздействием постоянных процессов в веществе.

Кинетическое уравнение для изотропной функции распределения частиц по энергии имеет вид уравнения непрерывности

$$\frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{\partial}{g(\epsilon) \partial \epsilon} \Pi \{f, f, \epsilon\} + \Psi(\epsilon) \quad (1)$$

с потоком в фазовом пространстве $\Pi \{f, \epsilon\}$ и источниками и стоками $\Psi(\epsilon)$. Поток можно представить в виде [5]:

$$\Pi \{f, \epsilon\} = \epsilon g(\epsilon) v(\epsilon) \left[T_0 \frac{\partial f}{\partial \epsilon} + f - f^2 \right], \quad (2)$$

где $v(\epsilon) = v_0 (\epsilon / T_e)^q$, а значения величин v_0 , q для различных механизмов взаимодействия электронов с фононами приведены в [5]. В качестве источника неравновесности для квазичастиц в полупроводниковых системах

можно эффективно использовать дополнительные источники ионизации, возникающие в результате прохождения через твердотельное покрытие быстрых заряженных частиц (ионов) (например, α -частиц, возникающих при радиоактивном распаде [4]). При этом происходит ионизация атомов вещества на длине их пробега и образуются источники в энергетическом пространстве, которые (при теоретическом анализе) предполагаются локализованными в пространстве энергий. В проведенных экспериментах [4] показано возникновение степенных асимптотик функций распределения электронов в металлах и проанализированы их свойства.

Использование подобных источников в полупроводниковых покрытиях существенно увеличивает возможности по качественному изменению дисперсионных свойств покрытия в неравновесных условиях, так как соотношение между плотностями неравновесной и равновесной компонент в этом случае может изменяться в широких пределах и достигать достаточно больших значений.

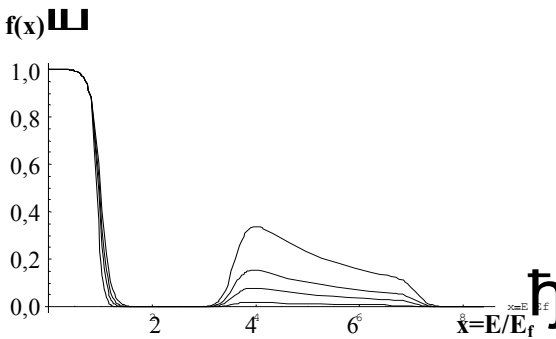


Рис. 1. Графики функций распределения электронов при $\Pi = -1.81, -0.81, -0.4, -0.1$

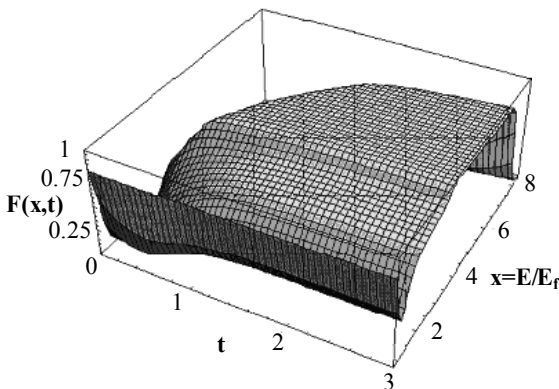


Рис. 2. Поверхность, представляющая зависимость функции распределения от времени и энергии

Для выяснения влияния интенсивности радиоизотопных источников на степень неравновесности состояний электронов в твердом теле приведем результаты численного решения кинетического уравнения.

Характер зависимости функции распределения от мощности источника продемонстрирован на рис. 1.

Характер эволюции функции распределения продемонстрирован на рис. 2 (функция распределения изображена в области неравновесности). Анализ графика на рис. 2 показывает, что с ростом интенсивности радиоизотопного источника, быстро возрастает двухкомпонентный характер функции распределения. Такой характер зависимости неравновес-

ности от интенсивности источника прослеживается и в эксперименте [4].

Двухкомпонентный (в фазовом пространстве) характер функции распределения (рис. 1) приводит к существенному изменению дисперсии плазменных колебаний в твердотельной плазме. Оказывается возможным существование волн с линейным законом дисперсии.

Двухкомпонентный (в фазовом пространстве) характер функции распределения позволяет легко вычислить диэлектрическую проницаемость:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{k_{ds}^2}{k^2}; \quad k_{ds} = \frac{\omega_{ps}}{V_i}. \quad (3)$$

Дисперсия продольных колебаний в области малых волновых чисел при этом оказывается равной $\omega^2 = \omega_p^2 / \left(1 + \omega_{ps}^2 / k^2 V_i^2\right)$ и имеет акустический вид $\omega = c_s k$, $c_s = \sqrt{n/n_s} \cdot V_i$, при $k \ll k_{ds}$. Последнее условие означает попадание фазовой скорости волны в область между равновесной и неравновесной частью функции распределения. Характер зависимости дисперсии плазменных колебаний (плазмонов) от мощности источника приведен на рис. 3. Такой

закон дисперсии можно применять в различных СВЧ устройствах, используя изменения энергетических потерь заряженных частиц и особенностей в затухании и отражении электромагнитных волн в неравновесной твердотельной плазме. Рассмотренные явления могут быть основой создания неравновесных радиопоглощающих материалов.

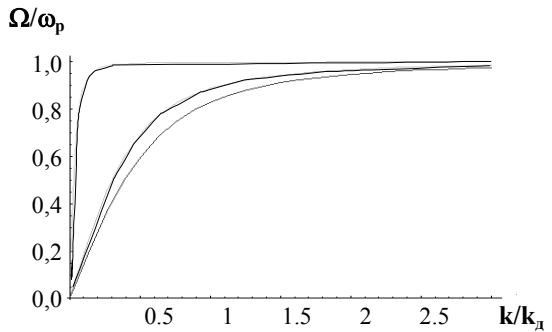


Рис. 3. Закон дисперсии плазмонов для функций распределения (рис. 1)

Для выяснения основных явлений при распространении радиоволн в таких неравновесных материалах рассмотрим линейный закон дисперсии поперечных волн $k^2 = \left(\omega^2/c^2\right) \cdot \varepsilon(\omega, \mathbf{k})$ или с учетом (3):

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{k_{ds}^2}{k^2}\right). \quad (4)$$

Из этого дисперсионного уравнения видно, что наличие неравновесного слагаемого (в отличие от равновесного случая) приводит к возможности распространения поперечных волн даже вблизи равновесной точки отражения ($\omega \approx \omega_p$).

Ясно, что прохождение достаточно мощных пучков электромагнитных волн по плазме сопровождается сильным нелинейным взаимодействием с веществом. При этом одним из центральных является вопрос о роли различных механизмов диссипации энергии мощного волнового пучка.

Имеются три конкурирующих процесса, ответственных за поглощение энергии волнового пучка в плазме: кулоновские столкновения, линейная трансформация наклонно падающей поперечной волны в продольную и параметрические механизмы (например, [1 – 3]). Ранее было показано [5, 6], что учет поперечных размеров волнового пучка и обусловленной ими самофокусировки, качественно меняет картину поглощения энергии в неоднородной плазме, а также соотношение между конкурирующими процессами. В частности, указывалось, что при не очень больших мощностях волнового пучка происходит сдвиг в сторону повышения роли столкновительного механизма поглощения.

В настоящей работе особенности режимов самофокусировки и поглощения энергии мощных волновых пучков в неоднородной плазме исследуются на основе подхода, включающего описание пространственной динамики волнового поля с помощью уравнений эллиптического типа. Показано, что возможны качественно различные режимы распространения самофокусирующихся волновых пучков в неоднородной плазме и изучены условия их реализации.

Доказано, что максимальная эффективность поглощения на соударениях достигается в случае широких пучков с умеренной плотностью энергии, причем на большей части трассы такие пучки распространяются квазиодномерно. При не слишком больших плотностях энергии волнового пучка глубина его проникновения в закритическую плазму с нарастающей плотностью ограничивается масштабом порядка ширины пучка. Главный вывод работ [5, 6] о возможности увеличения столкновительного поглощения для фокусирующихся волновых пучков сохраняется. Таким образом, дан полный анализ режимов самофокусировки волнового пучка в неоднородной плазме в случае статической локальной нелинейности.

3. Режимы самофокусировки волновых пучков в неоднородной плазме. Рассмотрим в рамках скалярной задачи уравнение для комплексной амплитуды поля волнового пучка

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{z}, \mathbf{r}) \mathbf{E} = 0, \quad (5)$$

где диэлектрическая проницаемость плазмы взята с учетом нелинейных слагаемых:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_0(\mathbf{z}) + \gamma \frac{|\mathbf{E}|^2}{|\mathbf{E}_0|^2}; \quad \gamma = \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{nT}. \quad (6)$$

Будем рассматривать линейную зависимость неоднородности плот-

ности плазмы от z . Таким образом, для неравновесного радиопоглощающего покрытия имеем:

$$\varepsilon_0(z) = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{z}{L} \right) + \frac{k_{ds}^2}{k^2}, \quad (7)$$

где L – длина неоднородности покрытия.

В дальнейшем координаты z и r будем измерять в единицах ширины пучка a . При естественных условиях решение уравнения (5) имеет большую фазу и его можно исследовать методами геометрической оптики, подобными изложенным в монографии [5]. Выделим амплитуду и фазу для осесимметричного волнового пучка и будем искать решение уравнения в виде

$$E = E_0 e^{-i \frac{1}{q_d} (\int k dz + S)}, \quad (8)$$

где дифракционный параметр $q_d = \frac{1}{ka} \ll 1$, а $k^2 = \varepsilon(z, r)|_{r=0}$, а S – фаза. Подставляя (8) в (5) и разделяя вещественную и мнимую части уравнения, легко получить систему уравнений для интенсивности $I(z, r)$ и фазы $S(z, r)$ электромагнитного пучка. Рассмотрим простейший случай гауссового пучка, предполагая, что в процессе распространения пучок сохраняет свою форму

$$I(z, r) = I_0(z) e^{-r^2/f^2(z)},$$

где $f(z)$ – безразмерная ширина пучка.

В фазе ограничимся только квадратичной зависимостью от поперечной координаты $S(z, r) = \frac{r^2}{2} \beta(z)$. Тогда в параксиальном приближении из (5) получим уравнения для эйконала и потока энергии:

$$\beta = k(z) \frac{f'(z)}{f(z)} + \frac{f^2}{4} \left[\beta'(z) \frac{d}{dz} (\ln(I_0(z))) + \beta'' \right]; \quad (9)$$

$$\frac{d}{dz} (k(z) \ln(I_0(z))) = -\frac{2\beta}{k(z)}; \quad (10)$$

$$k(z) \beta'(z) + \beta^2(z) = \frac{1}{2r} \frac{\partial \varepsilon(z, r)}{\partial r}; \quad (11)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0(z) + \gamma I_0(z) \left(1 - \frac{r^2}{f^2(z)} \right). \quad (12)$$

Ограничиваясь приближением, при котором $\beta(z) = k(z) \frac{f'(z)}{f(z)}$, легко

получить, что $I_0(z) = \frac{1}{k^2(z)f^2(z)}$, а для ширины пучка и волнового числа на оси пучка получаем систему уравнений:

$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + \frac{k'(z)}{k(z)} \frac{df(z)}{dz} + \frac{\alpha \gamma z}{k^3(z)f^3(z)} = 0; \quad (13)$$

$$k^2 = 1 - \alpha z + \frac{\alpha \gamma z}{k(z)f^2(z)}. \quad (14)$$

Уравнения (13, 14) являются исходными для изучения самофокусировки волновых пучков.

На рис. 4 изображены результаты решения системы уравнений (13, 14). Из этих рисунков видно, что ширина пучка в области фокусировки уменьшается более чем в 5 раз. В области фокуса повышается напряженность поля, что приводит к увеличению поглощения энергии электромагнитной волны.

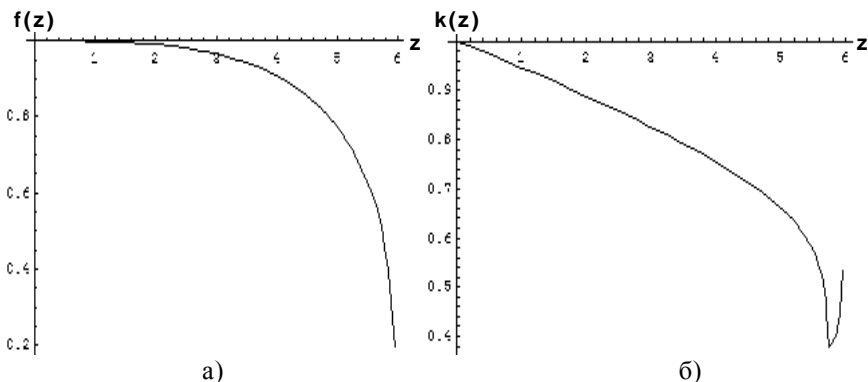


Рис. 4. Самофокусировка пучка: а – зависимость ширины пучка от продольной координаты; б – зависимость волнового числа от продольной координаты

Рассмотрим поглощение энергии самофокусирующегося волнового пучка в неоднородной плазме. Прежде всего, выпишем выражение для переносимой волновым пучком мощности $P(z)$ на трассе распространения:

$$P(z) = P_0 \exp(-q); \quad q(z) = \int_0^z \frac{k(z)c}{\omega} dz. \quad (15)$$

Эффективность поглощения энергии будем характеризовать коэффициентом поглощения Q_n , который естественно взять в виде

$$Q_n = 1 - \exp(-q). \quad (16)$$

Коэффициент поглощения для полученного выше численного реше-

ния оказывается порядка 99 % на длине фокусировки. Значительный выигрыш в повышении столкновительного поглощения энергии волнового пучка достигается за счет самофокусировки электромагнитных пучков.

4. Заключение. Таким образом, в работе исследованы изменения дисперсионных свойств полупроводниковых покрытий в результате воздействия источника ионизации, в качестве которого может быть использован α -радиоактивный слой в полупроводниковом покрытии. Воздействие радиоактивной компоненты может приводить к существенным изменениям и вещественной, и мнимой частей диэлектрической проницаемости покрытия. Возможно возникновение линейного закона дисперсии плазменных волн. Такие изменения приводят к особенностям в процессе потерь энергии заряженными частицами и поглощении волн в неравновесном полупроводниковом покрытии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кац А.В., Конторович В.М., Моисеев С.С., Новиков В.Е. Степенные решения кинетического уравнения Больцмана, описывающие распределение частиц с потоками по спектру // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – Т. 21, № 1 – С. 13 – 15.
2. Кац А.В., Конторович В.М., Моисеев С.С., Новиков В.Е. Точные степенные решения кинетических уравнений для частиц // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71, Вып. 1(7). – С. 177 – 192.
3. Карась В.И., Моисеев С.С., Новиков В.Е. Неравновесные стационарные распределения частиц в твердотельной плазме // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71, № 4. – С. 1421 – 1433.
4. Батракин Е.Н., Залюбовский И.И., Карась В.И., Кононенко С.И. и др. Экспериментальное исследование вторичной электронной эмиссии из тонких пленок индуцированных α -частицами // Поверхность, – 1986. – Т. 12. – С. 82 – 86.
5. Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. – М.: Наука, 1975. – 394 с.
6. Моисеев С.С., Новиков В.Е., Семиноженко В.П. О возможности индуцирования акустических плазменных колебаний в неравновесных полупроводниках // Физика и техника полупроводников. – 1980. – Т. 14. – Вып. 2. – С. 402 – 403.

Поступила 26.07.2002

СОТНИКОВ Александр Михайлович, канд. техн. наук, доцент, начальник кафедры ХВУ. В 1980 году окончил ХВВКИУ РВ. Область научных интересов – противодействие системам обнаружения летательных аппаратов, взаимодействие электромагнитных волн с плазмой.

НОВИКОВ Валерий Евгеньевич, канд. физ.-мат. наук. В 1972 году окончил физфак ХГУ. Область научных интересов – кинетическая теория газовой и твердотельной плазмы, взаимодействие электромагнитных волн с плазмой.

КОНЯХИН Григорий Фатеевич, канд. техн. наук, доцент, профессор кафедры ХВУ. В 1961 году окончил ХВАИВУ. Область научных интересов – противодействие системам обнаружения летательных аппаратов, взаимодействие электромагнитных волн с плазмой.

КЛЕВЕЦ Сергей Иванович, адъюнкт кафедры ХВУ. В 1986 году окончил Жито-

мирское ВУРЭ ПВО. Область научных интересов – противодействие системам обнаружения летательных аппаратов, взаимодействие электромагнитных волн с плазмой.