например возбуждения резонансной моды внешней электродинамической системы или самого полупроводникового образца.

Выражаем признательность В. В. Владимирову за консультацию в процессе работы.

Список литературы

[1] Larrabee R. D., Hicinbothem W. A. // Simp. on plasma effects in solids. Paris, 1965. 181 p.
[2] Haller E. E., Teitsworth S. W., Westerwelt R. M. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 9. P. 825—828.
[3] Held G. A., Jeffries C., Haller E. E. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 12. P. 1037—1040.
[4] Пирагас К. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1035—1039.
[5] Бумялене С. Б., Пирагас К. А., Пожела Ю. К., Томашявичюс Л. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1190—1194.
[6] Владимиров В. В., Горшков В. Н. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 3. С. 417—423.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Получено 10.11.1988
Принято к печати 15.05.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

К ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ

Ермолин А. В., Кучма А. Е., Свердлов В. А.

Исследование условий распространения плазменных волн в неоднородных проводящих пленках и поверхностных слоях представляет интерес с точки зрения электронной теории как переходных слоев на границах раздела, так и искусственно создаваемых путем неоднородного легирования систем [1-3]. Изучаются, в частности, вопросы, связанные с возникновением в таких системах новых типов колебаний, обусловленных особенностями их диэлектрических свойств.

В настоящей работе в потенциальном приближении рассматриваются плазменные колебания в системе с неоднородным профилем электронной плотности $n(x)$. В отличие от подхода, принятого в [1, 2], исходным при получении дисперсионного уравнения является интегральное уравнение для возмущения электронной плотности ρ. Для волны вида $\exp(-i\omega t+iky)$ это уравнение имеет вид

$$\rho(x)=-\frac{\varepsilon'(x)}{2\varepsilon(x)}\int dx'\,\mathrm{sgn}(x-x')\exp(-k|x-x'|)\,\rho(x'),\qquad(1)$$

где $\varepsilon(x)$ — локальная диэлектрическая проницаемость,

$$\varepsilon(x)=1+\frac{4\pi i}{\omega}\sigma(x).$$

Для проводимости $\sigma(x)$, как и в [1, 2], используется модель Друде

$$\sigma(x)=\frac{in(x)e^2}{m\omega}.$$

Из (1) следует, что возмущение плотности отлично от нуля только в области изменения $\varepsilon(x)$. Если ширина L этой области мала, так что выполнено условие $kL\ll 1$, ядро в (1) можно разложить в ряд по степеням kL. Ограничиваясь в этом разложении линейными по kL членами, уравнение (1) переписываем в виде

$$\rho(x)=-\frac{\varepsilon'(x)}{2\varepsilon(x)}\int dx'\,\mathrm{sgn}(x-x')(1-k|x-x'|)\,\rho(x').\qquad(2)$$

Переходя от интегрального уравнения (2) к дифференциальному, получаем решение

$$\rho(x)=\frac{\varepsilon'}{\varepsilon^2}\left[\frac{kP}{2}\int_{-L/2}^{x}\varepsilon(x')\,dx'+C\right], \tag{3}$$

где P и C — постоянные интегрирования. Подставляя (3) и (2), имеем условие существования решения (3), отличного от нуля,

$$\left[\varepsilon_+ +\varepsilon_- + k\varepsilon_+\varepsilon_-\int_{-L/2}^{L/2}\frac{dx}{\varepsilon(x)}\right]\left[1+\frac{k}{2\varepsilon_+}\int_{-L/2}^{L/2}dx\varepsilon(x)\right]+$$

$$+(\varepsilon_+ -\varepsilon_-)\left[\frac{k}{2\varepsilon_+}\int_{-L/2}^{L/2}dx\varepsilon(x)+\frac{k^2}{2}\int_{-L/2}^{L/2}dx\varepsilon(x)\int_{-L/2}^{x}\frac{dx'}{\varepsilon(x')}\right]=0, \tag{4}$$

где ε_+ и ε_- — предельные значения проницаемости при $x>L/2$ и $x<-L/2$ соответственно. Для колебаний в проводящей пленке под ε_+ и ε_- понимаются проницаемости диэлектрических обкладок. Выражение (4) является искомым дисперсионным уравнением для плазменных волн.

Как и авторы [2], мы рассмотрели модельный случай проводящей пленки с диэлектрической проницаемостью вида

$$\varepsilon(x)=1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left(1+\frac{x^2}{a^2}\right),\quad |x|<\frac{L}{2} \tag{5}$$

в диэлектрических обкладках с проницаемостями ε_- $(x<-L/2)$ и ε_+ $(x>L/2)$.

Для этого случая дисперсионное уравнение (4) записывается следующим образом:

$$(\varepsilon_+ +\varepsilon_- + k\varepsilon_+\varepsilon_- I_1)\left(1+\frac{kL}{2\varepsilon_+}I_2\right)+\frac{k}{2}(\varepsilon_+ -\varepsilon_-)\left[\frac{L}{\varepsilon_+}I_2+\frac{kL}{2}I_1I_2\right]=0, \tag{6}$$

где

$$\operatorname{Re} I_1=\begin{cases}-\dfrac{2\omega^2 a}{\omega_p(\omega_p^2-\omega^2)^{1/2}}\operatorname{arctg}\dfrac{\omega_p L}{2a(\omega_p^2-\omega^2)^{1/2}} & \text{при } \omega<\omega_p,\\[2ex] -\dfrac{\omega^2 a}{\omega_p(\omega^2-\omega_p^2)^{1/2}}\ln\left|\dfrac{\dfrac{\omega_p L}{2a}-(\omega^2-\omega_p^2)^{1/2}}{\dfrac{\omega_p L}{2a}+(\omega^2-\omega_p^2)^{1/2}}\right| & \text{при } \omega>\omega_p,\end{cases}$$

$$\operatorname{Im} I_1=-\frac{\pi\omega^2 a}{\omega_p(\omega^2-\omega_p^2)^{1/2}}\,\theta(\omega-\omega_p),$$

$$I_2=1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}-\frac{\omega_p^2L^2}{12a^2\omega^2}. \tag{7}$$

Для слабо неоднородной пленки $(L/a\ll 1)$ и при $\omega<\omega_p$ в уравнении (6) можно пренебречь слагаемыми с k^2, когда $\omega\approx\omega_p$ либо $\omega\ll\omega_p$. Дисперсионное уравнение для этих случаев определяет волны с сильно различающимися частотами:

$$\omega_1^2\approx\omega_p^2\left[1-kL\frac{\varepsilon_+\varepsilon_-}{\varepsilon_+ +\varepsilon_-}\right], \tag{8}$$

$$\omega_2^2\approx\frac{kL}{\varepsilon_+ +\varepsilon_-}\omega_p^2. \tag{9}$$

При симметричных обкладках решения ω_1 и ω_2 описывают антисимметричную и симметричную моды. С помощью (6) можно показать, что решение, полученное в [2], с ростом a непрерывно переходит в (8) и в этом смысле не является добавочным.

В случае сильно неоднородной пленки ($L/a \gg 1$) и $\varepsilon_+ \neq \varepsilon_-$ имеет место взаимодействие мод. При $\omega < \omega_p$ и $\delta = |\varepsilon_+ - \varepsilon_-|/2 \ll 1$ выражение для частот взаимодействующих волн имеет вид

$$\omega = \omega_{\text{рез}} \pm 12\delta\varepsilon_0\omega_p (a/L)^3, \tag{10}$$

где $\varepsilon_0 = (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)/2$, а $\omega_{\text{рез}}$ — частота колебаний, вырожденных при $\delta = 0$,

$$\omega_{\text{рез}} = \omega_p [1 - 72\varepsilon_0^4 (L/a)^{-6}]. \tag{11}$$

Сравнивая (10) и (11), а также учитывая, что (10) получено для $\omega < \omega_p$, имеем ограничение

$$\delta < (L/a)^{-3}.$$

В области $\omega > \omega_p$ вещественная часть I_1 становится малой по сравнению с I_2, и ею можно пренебречь. Уравнение (6) тогда переписывается в виде

$$k \frac{\omega_p^2 L^3}{12a^2\omega^2} = \varepsilon_+ + \varepsilon_- + i \frac{\pi k a \omega^2 (\varepsilon_+ - \varepsilon_-)^2}{4\omega_p (\omega^2 - \omega_p^2)^{1/2}}. \tag{12}$$

Если $kL^3/a^2 \gg 1$, то (12) имеет слабо затухающее решение типа (9)

$$\omega^2 \approx \frac{kL^3\omega_p^2}{12a^2 (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)} \left[1 - i \frac{\pi}{8\sqrt{3}} (kL)^{3/2} \frac{(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)^2}{(\varepsilon_+ + \varepsilon_-)^{3/2}}\right]. \tag{13}$$

Решение (13) показывает, что в случае сильной неоднородности и несимметричных обкладок ветвь спектра с законом дисперсии $\omega \sim (kL)^{1/2}$ становится затухающей в области $\omega > \omega_p$ за счет взаимодействия с ветвью, определяемой другим решением дисперсионного уравнения. Случай бесстолкновительного затухания решения типа (8) для переходного слоя металл—диэлектрик [1] также может быть получен при анализе уравнения (6) с соответствующим выбором $\varepsilon(x)$.

При $kL^3/a^2 \gg 1$ и $\omega < \omega_p$ решение уравнения (6) имеет вид

$$\omega^2 \approx \omega_p^2 \left[1 - \frac{1}{16} \pi^2 k^2 a^2 (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)^2\right].$$

Список литературы

[1] Бланк А. Я., Березинский В. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 6. С. 2317—2329.
[2] Зырянова Н. П., Окулов В. И. // ФММ. 1988. Т. 66. В. 3. С. 614—616.
[3] Streight S. R., Mills D. L. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 12. P. 8526—8528.

Ленинградский государственный университет

Получено 24.04.1989
Принято к печати 15.05.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

ПАССИВАЦИЯ ДОНОРОВ И АКЦЕПТОРОВ В ТРОЙНЫХ И ЧЕТВЕРНЫХ РАСТВОРАХ СИСТЕМЫ InGaAsP С ПОМОЩЬЮ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

Омельяновский Э. М., Пахомов А. В., Поляков А. Я., Шепекина Г. В.

Пассивация примесей и дефектов с помощью атомарного водорода уже достаточно хорошо изучена для целого ряда полупроводниковых материалов (см., например, обзор [1]). В самое последнее время это явление наблюдалось в фосфиде индия, где с помощью водородной пассивации можно делать электри-