Список литературы

[1] Welker H. // Zs. Naturforsh. 1951. Bd 6a. H. 4. S. 194—197.
[2] Горин Е. А., Бережная И. А., Янко Г. И. // Поверхность. 1982. № 9. С. 47—49.
[3] Малютенко В. К., Тесленко Г. И., Бойко И. И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 5. С. 916—920.
[4] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И., Яблоновский Е. И. // ЖПС. 1986. Т. 45. В. 6. С. 917—921.
[5] Акопян А. А., Болгов С. С., Малютенко В. К., Савченко А. П. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 8. С. 422—425.
[6] Акопян А. А., Грибников З. С., Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 11. С. 2111—2119.
[7] Malyutenko V. K., Guga K. Yu., Malozovskii Yu. M. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 65. P. 131—140.
[8] Алмазов Л. А., Липтуга А. И., Малютенко В. К. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 1. С. 52—58.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 14.05.1990
Принято к печати 21.05.1990

ФТП, том 24, вып. 10, 1990

АКУСТИЧЕСКИЕ БРИЗЕРЫ В ОГРАНИЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Адамашвили Г. Т., Утурашвили Г. Г., Пейкришвили М. Д.

1. На поверхности твердого тела при распространении поверхностных акустических волн (ПАВ) достаточно большой амплитуды возникают нелинейные явления, которые могут привести к образованию солитонов ПАВ. В диэлектриках свойства солитонов ПАВ, которые формируются при ангармонических колебаниях решетки и дисперсии, изучены в работе [1], а процесс формирования пульсирующих солитонов (бризеров) ПАВ рассмотрен в [2]. Эффекты ангармонизма и дисперсии могут привести к образованию солитонов ПАВ также и в ограниченных полупроводниках [3, 4]. В настоящей работе рассматривается вопрос о формировании бризеров ПАВ в полупроводниках, которые формируются в условиях ангармонических колебаний решетки и дисперсии. Исследуются вопросы, связанные с поглощением энергии бризеров ПАВ в среде, обусловленным различными поглощающими факторами, в частности взаимодействием ПАВ с электронами проводимости и тепловыми фононами, неоднородностями плотности массы и флуктуациями констант Ламэ на границе раздела сред. Обсуждается вопрос об усилении бризеров ПАВ с помощью внешнего постоянного электрического поля.

2. Для рассмотрения условий распространения в ограниченных полупроводниках акустических бризеров, которые формируются в условиях ангармонизма колебаний решетки и дисперсии, рассматривается полупроводник, который занимает полупространство $x_3 < 0$. Исследуем ПАВ, которые распространяются вдоль оси x_1 на поверхности $x_3=0$. Будем исходить из нелинейного волнового уравнения для x_3 — компоненты вектора деформации [3, 4]:

$$\partial_t^2 U(x, t) + \int dx_1 W(x_1)\, U(x-x_1, t) + \int dx_1 G(x_1)\, \partial_t U(x-x_1, t) +$$
$$+ \iint dx_1 dx_2 F(x_1, x_2)\, U(x-x_1, t)\, U(x-x_1-x_2, t) = 0, \tag{1}$$

где

$$W(x) = \frac{1}{2\pi}\int (\omega_k^R)^2\, e^{ikx} dk, \quad G(x) = \frac{1}{2\pi}\int \left(18\Gamma_k^a + \Gamma_k^e + \Gamma_k^{\lambda\mu} + \Gamma_k^{\rho}\right) e^{ikx} dk,$$

$$F(x_1, x_2) = \frac{1}{4\pi^2}\iint F_{k_1k_2}\, e^{i(k_1x_1+k_2x_2)} dk_1 dk_2,$$

$$F_{k_1k_2} = 3\,\frac{3\sqrt{k(k'\,|\,k-k'\,|)}}{\hbar\rho^2}\sum_{ijklmn} c_{ijklmn}\int d\mathbf{r}\,(\partial_j u_i^{(k)})(\partial_l u_m^{(k')})(\partial_n u_m^{(k'')}),$$

$\hbar$ — постоянная Планка, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, ρ — плотность среды, c_{ijklmn} — компонент упругого тензора третьего порядка. Функции $u_i^{(k)}$ дают поперечную структуру поля и определяются из граничных условий. Γ_k^a, Γ_k^e, $\Gamma_k^{\lambda\mu}$, Γ_k^ρ являются коэффициентами поглощения поверхностных фононов, которые обусловлены ангармоническими взаимодействиями ПАВ с тепловыми фононами и с электронами проводимости, а также неоднородностями констант Ламэ и флуктуациями плотности массы вблизи поверхностей раздела сред соответственно. Следуя результатам работ [3, 4], будем предполагать, что коэффициенты эффектов, приводящих к затуханию нелинейной ПАВ, порядка ε^2:

$$\Gamma_k^a = \varepsilon^2\gamma_k^a,\quad \Gamma_k^e = \varepsilon^2\gamma_k^e,\quad \Gamma_k^{\lambda\mu} = \varepsilon^2\gamma_k^{\lambda\mu},\quad \Gamma_k^\rho = \varepsilon^2\gamma_k^\rho.$$

Отметим, что в уравнении (1) член $\int dx_1 G(x_1)\,\partial_t U(x-x_1,\ t)$ учитывает затухание. Решение этого уравнения будем искать в форме

$$U(x,\ t) = \sum_{\alpha=1}^{+\infty}\sum_{l=-\infty}^{+\infty}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\varepsilon^\alpha Z_l\Theta_{l,n}^{(\alpha)}(\xi,\ \tau), \tag{2}$$

где

$$\Theta_{l,n}^{(\alpha)}(\xi,\ \tau) = Y_n f_{l,n}^{(\alpha)},\quad Z_l = \exp[il(kx-\omega_k t)],\quad Y_n = \exp[in(Qx-\Omega t)],$$
$$\xi = \varepsilon(Qx-\lambda t),\quad \tau = \varepsilon^2 t,\quad \lambda = Qv_g,\quad u_g = \partial\Omega/\partial Q,$$

α означает порядок малости величины $f_{l,n}^{(\alpha)}$. Растягиваемые переменные ξ, τ выбираем так, чтобы обеспечить взаимную «компенсацию» между нелинейными эффектами и эффектами дисперсии. Предполагается, что величины Ω и Q удовлетворяют условиям $\Omega \ll w_k$, $Q \ll k$.

Подставляя разложение (2) в уравнение (1), получим

$$\sum_{\alpha,\,l,\,n}\varepsilon^\alpha Z_l Y_n\Big\{\big(F_1+\varepsilon F_2\partial_\xi^2+\varepsilon^2 F_3\partial_\tau+\varepsilon^2 F_4\partial_\xi^2+\varepsilon^2 F_5+0(\varepsilon^3)\big)f_{l,n}^{(\alpha)}+$$
$$+\sum_{\alpha',\,l',\,n'}\varepsilon^{\alpha'}\Big(\varphi_{m,\,l'}f_{\substack{l-l'\\ n-n'}}^{(\alpha-\alpha')}f_{l',n'}^{(\alpha')}+X_{m,\,l'}\varepsilon f_{\substack{l-l'\\ n-n'}}^{(\alpha-\alpha')}\partial_\xi f_{l',n'}^{(\alpha')}+B_{m,\,l'}\varepsilon\partial_\xi f_{\substack{l-l'\\ n-n'}}^{(\alpha-\alpha')}f_{l',n'}^{(\alpha')}+0(\varepsilon^2)\Big)\Big\}=0, \tag{3}$$

где

$$F_1 = -l^2\omega_k^2+\omega_{lk}^2-2n\Omega\omega_k-n^2\Omega^2+n\frac{Q}{k}\,\partial_l\omega_{lk}^2+\frac{n^2Q^2}{2k^2}\,\partial_l^2\omega_{lk}^2,$$

$$F_2 = 2il\omega_k+2in\Omega\lambda+\frac{Q}{ik}\,\partial_l\omega_{lk}^2-in\frac{Q^2}{k^2}\,\partial_l^2\omega_{lk}^2,$$

$$F_3 = -2i\,(l\omega_k+n\Omega),\quad F_4 = \lambda^2-\frac{1}{2}\,\frac{Q^2}{k^2}\,\partial_l^2\omega_{lk}^2, \tag{4}$$

$$F_5 = -i\,(l\omega_k+n\Omega)\,\gamma_l,\quad \gamma_l = \frac{1}{2\pi}\iint e^{ikx_1-ikx_2l}\gamma_k\,dk\,dx,\quad m = l+l'.$$

Для получения уравнения для величины $f_{l,n}^{(\alpha)}$ в (3) приравниваем члены одного порядка малости по ε. Члены порядка ε дают $F_1^{l,\,n}f_{l,n}^{(1)}=0$. Для дисперсионных систем $-l^2\omega_k^2+\omega_{lk}^2=0$, когда $l=0,\ \pm1$. В этом случае связь между величинами Ω и Q определяется из соотношения

$$-2l\omega_k-\Omega^2+\frac{Q^2}{2k^2}\,\partial_l^2\omega_{lk}^2+\frac{Q}{k}\,\partial_l\omega_{lk}^2 = 0\quad \text{при } l=\pm1. \tag{5}$$

Следовательно, величина $f_{l,n}^{(1)}$ отлична от нуля при соответствующих значениях l и n, т. е. $f_{\pm1,\,\pm1}\neq0$.

Приравнивание членов порядка ε^2 приводит к выражению

$$F_1 f_{l,n}^{(2)}+F_2\partial_\xi f_{l,n}^{(1)}+\sum_{l',\,n'}\varphi_{m',\,l'}f_{\substack{l-l'\\ n-n'}}^{(1)}f_{l',n'}^{(1)} = 0. \tag{6}$$

Члены, пропорциональные ε^3, дают уравнение

$$F_1 f_{l,n}^{(3)} + F_2\partial_\xi f_{l,n}^{(2)} + F_3\partial_\tau f_{l,n}^{(1)} + F_4\partial_\xi^2 f_{l,n}^{(1)} + F_5 f_{l,n}^{(1)} +$$
$$+ \sum_{l',n'} \left\{\varphi_{m,l'} f_{l-l', n-n'}^{(1)} f_{l',n'}^{(2)} + \varphi_{m,l'} f_{l-l', n-n'}^{(2)} f_{l',n'}^{(1)}\right\} = 0. \tag{7}$$

Из соотношений (4) и (5) следует, что $F_2^{1,1} = 0$. С учетом этого из выражений (6) и (7) получим нелинейное уравнение для величины $f_{1,1}^{(1)}$

$$i(\partial_\tau + \gamma) f_{1,1}^{(1)} + P_k \partial_\xi^2 f_{1,1}^{(1)} + Q_k |f_{1,1}^{(1)}|^2 f_{1,1}^{(1)} = 0, \tag{8}$$

где

$$P_k = -\frac{F_4}{2(\omega_k + \Omega)}, \quad Q_k = \frac{(D_{2k,k})^2}{2F_{2,2}^{(1)}(\omega_k + \Omega)}, \quad \gamma = \varepsilon^2\gamma_k,$$

$$D_{mk,nk} = \frac{3\alpha|m|k}{\rho W}\left[\frac{1+\varkappa_l^2}{1-\varkappa_l^2}\right]\left[\varkappa_l - \frac{1}{\varkappa_l}\right]^3 \frac{|m||n||m-n|k^2}{|m|+|n|+|m-n|},$$

$$\alpha = c_{111111} - 6c_{111313} + 4c_{231312}.$$

Уравнение (8) в переменных $x = \sqrt{\rho_k}\, x_3 - v_g t$, t можно переписать в виде

$$i(\partial_t + \gamma)\Psi + \partial_z^2\Psi + |\Psi|^2\Psi = 0, \tag{9}$$

где

$$\rho_k = P_k Q^{-2}, \quad z = \frac{x}{\sqrt{\rho_k}} - \frac{v_g}{\sqrt{\rho_k}} t, \quad \Psi(z, t) = \varepsilon^2 Q^{1/2} f_{1,1}^{(1)}.$$

3. Как известно, (9) является нелинейным уравнением Шредингера, которое имеет солитонное решение [5]:

$$\Psi = \mathrm{Re}\left\{\sqrt{2}\, K(t)\, \mathrm{ch}^{-1}[K(t)(z - v_l t)] \exp\left(i\left[\frac{v_l}{2} z - \left(\frac{v_l^2}{4} - K^2(t)\right)t\right]\right)\right\}, \tag{10}$$

где $K(t) = K(0)\exp(-2\gamma t)$ — амплитуда нелинейной ПАВ. Отсюда с учетом (2) для величины $\Theta_{\pm1,\pm1} = Y_{\pm1} f_{\pm1,\pm1}^{(1)}$ получим

$$\Theta_{\pm1,\pm1} = \mathrm{Re}\left\{e^{i(Qx-\Omega t)}\sqrt{2}\, K(t)\, \mathrm{ch}^{-1}\left[\frac{K(t)}{\sqrt{\rho_k}} x + \left(\frac{K(t) v_g}{\sqrt{\rho_k}} - v_l\right)t\right] \times\right.$$
$$\left.\times \exp\left(i\left[\frac{v_l}{2\sqrt{\rho_k}} x + \left(\frac{v_l v_g}{2\sqrt{\rho_k}} - \frac{v_l^2}{4} + K(t)\right)t\right]\right)\right\}. \tag{11}$$

Из этого выражения видно, что множитель $\exp i(Q_x - \Omega t)$ приводит к медленным «биениям» огибающей ПАВ и трансформирует солитонное решение уравнения (10) для величины Φ в бризерное решение (11) для величины $\Theta_{\pm1,\pm1}$.

Отметим, что полученное решение справедливо также в случае, когда ПАВ распространяется в системе типа пленка—подложка.

Для определения условий наблюдения полученного решения предполагаем, что в среду поступает импульс прямоугольной формы с амплитудой H и длиной Δ. Тогда для наблюдения полученного решения необходимо выполнение условий [1] $8H^2\tau^2 P_k Q_k = \Delta^2$, $Q_k(H\Delta)^2 \sim 2P_k$, $\Omega\tau \gg 1$, $Q_k\Delta \gg 1$, где τ — длительность бризера. Например, для системы «тонкий слой ZnO на подложке Si», которая ранее рассматривалась для солитонных решений [1], вышеприведенные условия будут удовлетворяться, если $h \sim 1.7 \cdot 10^{-5}$ см, а произведение $H\tau\Delta$ на порядок больше, чем соответствующее значение для солитонов в этой же системе, при равенстве остальных параметров.

Γ_k^d, $\Gamma_k^{\lambda\mu}$ и Γ_k^ρ остаются всегда положительными, если ПАВ поглощается средой. Коэффициент Γ_k^l при постоянном внешнем электрическом поле может иметь как положительный, так и отрицательный знак в зависимости от величины этого поля. В сильных электрических полях (критерий для GaAs см. в [3, 4]) величина $\Gamma_k^l < 0$, что приводит к усилению нелинейных ПАВ. Если при этом выполняется условие $|\Gamma_k^l| > |8\Gamma_k^a + \Gamma_k^{\lambda\mu} + \Gamma_k^\rho|$, то усиление, обусловленное электрическим полем, преобладает над затуханием.

Список литературы

[1] Sakuma T., Kawanami Y. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 2. P. 869—879.
[2] Адамашвили Г. Т., Утурашвили Г. Г., Чкония Л. В., Пейкришвили М. Д. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 9. С. 296—297.
[3] Sakuma T., Kawanami Y. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 2. P. 880—888.
[4] Sakuma T., Miyazaki T. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 2. P. 1036—1046.
[5] Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов: метод обратной задачи. М., 1980. 320 с.

Тбилисский государственный университет

Получено 26.02.1990
Принято к печати 1.06.1990

ФТП, том 24, вып. 10, 1990

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЗАХВАТ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ МЕЛКИМИ ПРИМЕСЯМИ В Ge

Воеводин Е. И., Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Птицина Н. Г.

1. Рекомбинация свободных носителей на мелких заряженных центрах в полупроводниках обычно рассматривается как каскадный захват, при котором потери энергии носителем определяются либо электрон-фононными [1], либо межэлектронными столкновениями [2, 3]. В квантующем магнитном поле H вероятность этих процессов изменяется [4, 5], что должно приводить к зависимости времени жизни свободных носителей τ от H. Экспериментальные работы по изучению влияния магнитного поля на рекомбинацию свободных носителей на притягивающих мелких центрах в полупроводниках нам не известны.

Цель настоящей работы — измерение кинетики примесной фотопроводимости в квантующих магнитных полях.

2. Расчет τ в квантующем магнитном поле проведен в [4] лишь для случая захвата с испусканием акустических фононов. В условиях квазиупругого рассеяния, когда энергия характерного фонона в магнитном поле $\varepsilon=(\hbar\Omega mS^2)^{1/2}$ (Ω — циклотронная частота, S — скорость звука) много меньше тепловой энергии носителя kT $[(\hbar\Omega mS^2)^{1/2} \ll kT]$, носитель теряет энергию малыми порциями, но так как с ростом H он имеет возможность испускать фононы все большей энергии, темп энергетической релаксации возрастает, а время жизни уменьшается. При обратном знаке неравенства носитель может испустить фонон с энергией, большей kT (неупругое рассеяние). Этот процесс может реализоваться только вблизи центра, где носитель, испуская акустический фонон с характерной ε, переходит в связанное состояние с энергией связи $(\hbar\Omega mS^2)^{1/2} \gg \gg kT$. Однако поскольку электрон оказывается практически связанным, если он опустится ниже уровня с энергией связи kT, то в захвате основную роль будут играть переходы с испусканием тепловых фононов. Поэтому в пределе $kT \ll (\hbar\Omega mS^2)^{1/2}$ время жизни перестает зависеть от магнитного поля. Расчеты τ в [4] обобщены и на случай анизотропных зон.

Время жизни в условиях каскадной оже-рекомбинации в магнитном поле не рассчитывалось. В [5] показано, что частота межэлектронных столкновений экспоненциально убывает с ростом параметра $\hbar\Omega/kT$. Качественно этот результат понятен. В случае невырожденных носителей при $\hbar\Omega/kT \gg 1$ подавляющая их часть занимает низший уровень Ландау с $N=0$, заселенность уровня с $N=1$ в $\exp(\hbar\Omega/kT)$ раз меньше. Межэлектронные столкновения на уровне с $N=0$, происходящие без изменения квантового числа N, не приводят к изменению функции распределения, так как являются фактически «одномерными»: носители могут рассеиваться лишь на угол, равный нулю, либо обмениваться компонентами импульса, направленными вдоль H. Свободный носитель может