

## НЕЛИНЕЙНОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, ПРОТИВОДЕЙСТВУЮЩИХ РАСШИРЕНИЮ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ С ОКОЛОЗВУКОВЫМИ СКОРОСТЯМИ

*В.Э.Гусев*

Получена теоретическая оценка начальной концентрации электронно-дырочных (ЭД) пар, необходимой для преодоления ударным фронтом расширяющейся плазмы звукового барьера.

Экспериментальные результаты целого ряда работ свидетельствуют о разлете фотогенерируемой вблизи поверхности полупроводника ЭД плазмы со сверхзвуковыми<sup>1,2</sup> и даже фермиевскими<sup>3,4</sup> скоростями. Однако, теоретические модели<sup>5,6</sup>, описывающие расширение плазмы от поверхности кристалла под действием сил внутреннего давления, не учитывают сопротивления этому движению когерентных акустических полей. В то же время известно<sup>7</sup>, что именно обратное влияние волн деформации, эффективно возбуждаемых при околозвуковом движении ЭД капель, не позволило до сих пор разогнать капли до сверхзвуковых скоростей. В настоящей работе показано, что нелинейное ограничение амплитуды квазисинхронно возбуждаемых акустических волн делает звуковой барьер преодолимым при расширении слоя ЭД плазмы.

Для анализа взаимодействия через потенциал деформации сжимаемой ЭД плазмы с когерентными акустическими полями мы используем поэтапный подход. На первом этапе рассмотрим генерацию акустических волн ударным фронтом несжимаемой плазмы. Пусть распределение концентрации  $n$  неравновесных носителей имеет вид:

$$n = n_{\text{фр}} [1 - \Theta(x - V_{\text{фр}} t)], \quad (1)$$

где  $x$  — координата вдоль оси, перпендикулярной поверхности полупроводника,  $t$  — время,  $V_{\text{фр}} \cong c_0$  — скорость фронта,  $c_0$  — скорость продольного звука,  $n_{\text{фр}}$  — концентрация плазмы на фронте,  $\Theta(x)$  — единичная функция ( $\Theta(x \leq 0) = 0$ ,  $\Theta(x > 0) = 1$ ). При движении источников с околосвуковыми скоростями наиболее эффективно (квазисинхронно) возбуждаются акустические волны, распространяющиеся в том же направлении. Упрощенное уравнение, описывающее генерацию волн деформации, сопровождающих фронт ЭД плазмы, можно представить в виде (сравните с <sup>8</sup>):

$$D_t - \Delta D_\xi - \epsilon c_0 D D_\xi = -d(2\rho_0 c_0)^{-1} n_\xi. \quad (2)$$

Здесь  $D$  — деформация кристалла,  $\xi = x - V_{\text{фр}} t$  — сопровождающая координата,  $\Delta = V_{\text{фр}}^{-2} c_0^{-2}$  — отстройка от точного линейного синхронизма,  $\epsilon$  — нелинейный акустический параметр <sup>9</sup>,  $\rho_0$  — равновесная плотность кристалла,  $d$  — константа деформационного потенциала ЭД парты <sup>7</sup>.

Если определены профили акустических волн, удовлетворяющие (2), то давление  $P_S$  этого звукового поля на ЭД плазму рассчитывается:

$$P_S = -d \int_{-\infty}^{\infty} d\xi n D_\xi. \quad (3)$$

Для упрощения последующих записей мы, полагая  $\epsilon > 0$ , перейдем к безразмерным величинам:  $D = D/D_0$  ( $D_0 = (|d| n_{\text{фр}} / \epsilon \rho_0)^{1/2} / c_0$ ),  $\Delta = \Delta/\Delta_0$  ( $\Delta_0 = \epsilon c_0 D_0$ ),  $P_S = P_S/P_0$  ( $P_0 = |d| n_{\text{фр}} D_0$ ). Кроме этого мы в дальнейшем будем приводить формулы лишь для случая  $d < 0$ ,  $\Delta \leq 0$ , а остальные результаты отразим графически (рис. 1).

Без учета акустической нелинейности ( $\epsilon = 0$ ) решение задачи (1), (2), удовлетворяющее начальному условию  $D(\xi, t = 0) = 0$ , имеет вид:

$$D(\Delta \leq 0, \epsilon = 0) = (2\Delta)^{-1} \{ \Theta[\xi] - \Theta[\xi + 2\Delta t] \}. \quad (4)$$

Используя его, находим давление, тормозящее движение плазмы:

$$P_S(\Delta \leq 0, \epsilon = 0) = (4\Delta)^{-1}. \quad (5)$$

Согласно (4), (5) акустические поля и их давление на ЭД плазму неограниченно возрастают при приближении к звуковому барьеру, делая его непреодолимым. Анализ показывает, что учет конечности ширины фронта в данном случае (в отличие от теории движения ЭД капель <sup>10</sup>) не устраняет расходимости (4), (5) при  $\Delta \rightarrow 0$ . Именно поэтому принципиальную роль играют нелинейное взаимодействие волн деформации.

Уравнение (2) в случае ( $\epsilon \neq 0$ ) описывает возбуждение акустических волн конечной амплитуды:

$$D(\Delta \leq 0, \epsilon > 0) = -(\sqrt{\Delta^2 + 1} + \Delta) \{ \Theta[\xi] - \Theta[\xi + (\sqrt{\Delta^2 + 1} + \Delta)^{-1} t] \}. \quad (6)$$

Решение (6) может быть получено на фазовой плоскости <sup>8</sup>. Оно описывает насыщение квазисинхронно возбуждаемых акустических волн: даже при движении источников со звуковой скоростью волна усиливается лишь до тех пор, пока связанное с ростом амплитуды изменение скорости распространения волны не выводит ее из области генерации. Нелинейное ограничение полей деформации приводит к ограничению звукового барьера:

$$P_S(\Delta \leq 0, \epsilon > 0) = -\left\{ \Delta + \frac{2}{3} [\Delta^3 + (\Delta^2 + 1)^{3/2}] \right\}. \quad (7)$$

Зависимости (5), (7), а также результаты аналогичных расчетов при  $\Delta > 0$  и  $d > 0$  представлены на рис. 1.

Важной особенностью решения (6) является то, что при дозвуковых скоростях движения фронта все возбуждаемые акустические волны обгоняют плазму. Это позволяет при анализе расширения сжимаемой плазмы учесть ее взаимодействие с волнами деформации, модифицируя граничные условия на ударном фронте ( $x = x_{\text{фр}}$ ).

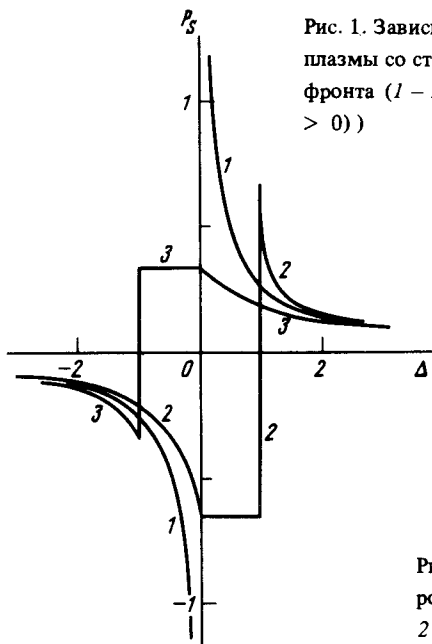


Рис. 1. Зависимость давления на фронт электронно-дырочной плазмы со стороны акустического поля от скорости движения фронта (1 -  $P_S(\epsilon = 0)$ , 2 -  $P_S(\epsilon > 0, d < 0)$ , 3 -  $P_S(\epsilon > 0, d > 0)$ )

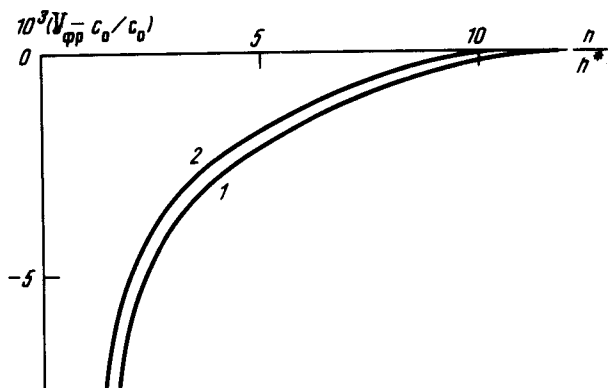


Рис. 2. Зависимость скорости ударного фронта электронно-дырочной плазмы от ее концентрации в германии (1 -  $V_{\text{фр}}(n_0)$ , 2 -  $V_{\text{фр}}(n_{\text{фр}})$ )

Итак, на втором этапе мы исследуем газодинамическую задачу о распаде начального разрыва <sup>11,5</sup>. Будем полагать, что в результате межзонного поглощения сверхкороткого оптического импульса вблизи поверхности ( $x \geq 0$ ) к начальному моменту времени создано распределение плазмы  $n = n_0 [1 - \Theta(x - L)]$  с концентрацией, превышающей равновесную концентрацию  $n^*$  ЭД жидкости ( $L$  - толщина плазменного слоя). Тогда, при  $t > 0$  плазма за счет сил внутреннего давления начинает расширяться, и до начала отражения от поверхности кристалла бегущей по плазме автомодельной волны разрежения ( $0 \leq t \leq L/c(n_0)$ ) гидродинамическая скорость  $v$  ЭД плазмы описывается соотношением <sup>11,5</sup>

$$v = \int_n^{n_0} c(n') (n')^{-1} dn'. \quad (8)$$

Здесь  $c(n)$  - скорость звука в плазме:  $c^2(n) = M^{-1} \partial p / \partial n$ , а внутреннее давление  $p(n)$  связано с энергией ЭД пары  $E$  соотношением  $p = n^2 \partial E / \partial n$ ,  $M$  - масса ЭД пары <sup>5,7</sup>. При этом вглубь кристалла распространяется ударный фронт. Скорость плазмы на фронте ( $x = x_{\text{фр}}$ ) также определяется (8):

$$v(x_{\text{фр}}) = \int_{n_{\text{фр}}}^{n_0} c(n) n^{-1} dn. \quad (9)$$

Так как в рассматриваемом случае <sup>5</sup> плазма расширяется в вакуум ( $n(x > x_{\text{фр}}) = 0$ ), то в силу граничных условий на фронте

$$V_{\text{фр}} = v(x_{\text{фр}}), \quad (10)$$

$$p(n_{\text{фр}}) = P_0 | P_S|. \quad (11)$$

Последняя связь, в которую входит давление на плазму со стороны акустического поля  $P_0 P_S$  является следствием непрерывности потока импульса <sup>11</sup>. Таким образом, согласно

(11), возбуждение акустических волн приводит при дозвуковых скоростях расширения плазмы к зависимости скорости движения фронта от концентрации плазмы на фронте. На рис. 2 построены рассчитанные по формулам (9) – (11) зависимости скорости движения ударного фронта ЭД плазмы от ее начальной концентрации и концентрации на фронте в германии ( $d < 0$ ). Для получения аналитических зависимостей мы использовали представление  $E(n)$ , в котором пренебрегается корреляционной энергией ( $E(n) \cong an^{2/3} - bn^{1/3}$ ), а также следующие значения физических величин:  $|d| \cong 7$  эВ,  $M \cong 0,4 \cdot 10^{27}$  г<sup>-1</sup>,  $\epsilon \cong 14,6$ . Кинетическая и обменная энергии оценивались в приближении Хартри – Фока с учетом реальной зонной структуры Ge<sup>12</sup>:  $a \cong 1,6 \cdot 10^{-26}$  эрг · см<sup>2</sup>,  $b \cong 1,4 \cdot 10^{-20}$  эрг · см. Таким образом, согласно нашим расчетам (рис. 2), для преодоления звукового барьера начальная концентрация плазмы  $n_0$  всего лишь на порядок должна превосходить равновесную  $n^*$ . Оценки подтверждают справедливость этого утверждения и для кремния ( $d > 0$ ). Приравнивая поток ЭД пар ( $\sim n_{\text{фр}} (V_{\text{фр}}) V_{\text{фр}}$ ) потоку поглощаемых оптических квантов ( $\sim (1 - R) \cdot (h\nu)^{-1} I_0$ , где  $I_0$  – интенсивность света,  $R$  – коэффициент отражения от поверхности,  $h\nu$  – энергия оптического кванта) можно грубо оценить возможность сверхзвукового расширения плазмы в процессе импульсного лазерного воздействия. Используя полученные выше результаты находим, что в Ge при поглощении излучения с длиной волны 1,06 мкм ( $R \cong 0,4$ ) фронт плазмы преодолевает звуковой барьер при  $I_0 \gtrsim 10^5$  Вт · см<sup>-2</sup>, что согласуется с результатами эксперимента<sup>1</sup>.

#### Литература

1. *Tamor M.A., Greenstein M., Wolfe J.P.* Phys. Rev. B, 1983, 27, 7353.
2. *Forchel A., Laurich B., Fillmer H., Trankle G., Pilkuhn N.* J. Luminescence, 1985, 30, 67.
3. *Collins C.L., Yu P.Y.* Solid State Comm., 1984, 51, 123.
4. *Forchel A., Schweizer H., Mahler G.* Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 501.
5. *Combescot M.* Solid State Comm., 1979, 30, 81.
6. *Mahler G., Fourikis A.* J. Luminescence, 1985, 30, 18.
7. *Тиходеев С.Г.* УФН, 1985, 145, 3.
8. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Акуст. ж., 1981, 27, 213.
9. *Гусев В.Э.* Квантовая электроника, 1984, 11, 2197.
10. *Дьяконов М.И., Субашиев А.В.* ЖЭТФ, 1978, 75, 1943.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. Теоретическая физика VI. М.: Наука, 1986.
12. *Райс Т., Хенсел Дж., Филлипс Т., Томас Г.* Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М.: Мир, 1980.