Проводимость сверхрешетки в условиях воздействия нелинейной электромагнитной волны

© Д.В. Завьялов, С.В. Крючков

Волгоградский государственный педагогический университет,
400013 Волгоград, Россия

(Получена 19 октября 2000 г. Принята к печати 26 октября 2000 г.)

Исследовано влияние нелинейной электромагнитной волны на проводимость сверхрешетки в постоянном электрическом поле. Получена вольт-амперная характеристика, обладающая ярко выраженными нелинейными свойствами. Показано, что при определенных параметрах нелинейной волны на вольт-амперной характеристике появляется участок абсолютной отрицательной проводимости. Указано на отличие данной ситуации от случая монохроматической волны, когда участков абсолютной отрицательной проводимости целое множество. При типичных значениях параметров сверхрешетки участок абсолютной отрицательной проводимости должен проявиться при напряженности поля нелинейной волны $E_0 \approx 1.8 \cdot 10^3$ В/см.

Влияние монохроматического высокочастотного (ВЧ) электрического поля на проводимость сверхрешетки (СР) теоретически исследовалось в работах [1–4]. Были показаны эффекты абсолютной отрицательной проводимости, полной самоиндуцированной прозрачности, осциллирующей зависимости тока от напряженности ВЧ поля. Тем самым было показано, что квантовая сверхрешетка должна обладать ярко выраженными нелинейными электромагнитными свойствами. В последнее время появление высококачественных образцов СР и возможность получения фемтосекундных лазерных импульсов [5] привели к возможности экспериментального исследования нелинейных электромагнитных (ЭМ) свойств СР. Например, в работе [6] с помощью фемтосекундных лазерных импульсов при комнатной температуре возбуждались блоховские осцилляции в сверхрешетке GaAs–$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Была показана возможность перестройки частоты осцилляций внешним постоянным электрическим полем. В [7] рассматривались автоколебания тока в СР под действием постоянного электрического поля, обусловленные повторяющимся пробегом полевых доменов. Было показано, что наложение ВЧ поля приводит к различным нелинейным динамическим режимам. Работа [8] посвящена исследованию проводимости двухбарьерных гетероструктур в сильном лазерном поле. Обнаружен эффект абсолютного отрицательного сопротивления. Электромагнитные волны в СР в приближении редких столкновений электронов проводимости с нерегулярностями кристаллической структуры описываются уравнением sine-Gordon [9], одним из наиболее общих периодических решений которого является решение, выражающееся через эллиптические функции Якоби. Таким образом, монохроматическое ЭМ поле, приложенное к СР, трансформируется в объеме СР в нелинейную ЭМ волну. Подобная трансформация монохроматической электромагнитной волны в нелинейную может приводить к существенному изменению электронных свойств СР в поле такой волны [10,11]. В этой связи представляется интересным учесть влияние поля нелинейной ЭМ волны на проводимость СР в постоянном элекрическом поле.

Пусть к СР приложено постоянное однородное электрическое поле напряженностью E и, кроме того, параллельно слоям СР распространяется поляризованная вдоль оси СР кноидальная ЭМ волна. Напряженность поля электромагнитной волны можно записать в виде

$$E(z,t) = E_0 cn\left[\frac{2K(k)\omega}{\pi}(t - z/\beta V), k\right] \quad \text{при} \quad k \leqslant 1, \quad (1)$$

$$E(z,t) = E_0 dn\left[\frac{2K(k)\omega k}{\pi}(t - z/\beta V), k^{-1}\right] \quad \text{при} \quad k > 1. \quad (1a)$$

В выражениях (1) и (1a) $k = eE_0 d|1-\beta^2|^{1/2}/2\omega_p\hbar\beta$, $\omega = \pi\beta\omega_p/2K(k)|1-\beta^2|^{1/2}$, $\beta = u/V$, u — фазовая скорость волны, V — скорость электромагнитной волны в отсутствие электронов, E_0 — амплитуда напряженности поля нелинейной волны, d — период СР, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_0 \Delta d^2 \hbar^{-2} I_1(\Delta/T)/I_0(\Delta/T)$, ω_p — обобщенная плазменная частота электрона в минизоне, n_0 — концентрация электронов в минизоне, $I_m(x)$ — модифицированная функция Бесселя первого рода порядка m, T — температура в энергетических единицах, Δ — полуширина минизоны проводимости.

Решения в виде (1) и (1a) соответствуют быстрым волнам ($\beta > 1$), которые в дальнейшем мы и будем рассматривать (для медленных волн получаются аналогичные результаты). Будем считать, что характерное расстояние, на котором происходит заметное изменение поля волны, значительно больше длины свободного пробега электронов. Последнее условие позволяет нам считать поле волны однородным и в кинетическом уравнении для электрона в поле волны пренебречь пространственной производной функции распределения.

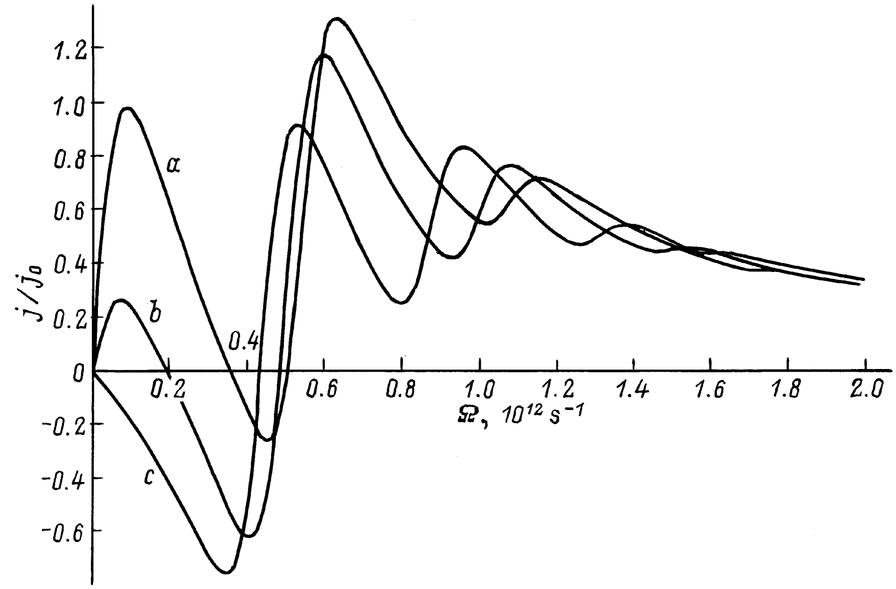
Выражение для постоянной составляющей тока вдоль оси СР при этом имеет вид

$$j_x = j_0(J_1 + J_2) \text{ при } k \leqslant 1, \quad (2)$$

$$j_x = j_0 J \text{ при } k > 1. \quad (2a)$$

Здесь $j_0 = \hbar\omega_p^2/4\pi e d$,

$$J_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_n^2(k)}{2} \frac{\nu\Omega(\nu^2+\Omega^2-4n^2\omega^2)}{[\nu^2+(2n\omega+\Omega)^2][\nu^2+(2n\omega-\Omega)^2]}, \quad (3)$$



Статическая вольт-амперная характеристика сверхрешетки в условиях воздействия нелинейной электромагнитной волны при $k = 0.7$ (a), 0.8 (b), 0.9 (c).

$$J_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{b_n^2(k)}{2}$$

$$\times \frac{\nu\Omega\left[\nu^2 + \Omega^2 - (2n+1)^2\omega^2\right]}{\left\{\nu^2 + [(2n+1)\omega + \Omega]^2\right\}\left\{\nu^2 + [(2n+1)\omega - \Omega]^2\right\}}, \quad (4)$$

$$J = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_{1n}^2(k) + b_{1n}^2(k)}{2}$$

$$\times \frac{\nu\Omega(\nu^2 + \Omega^2 - 4n^2\omega^2)}{[\nu^2 + (2n\omega + \Omega)^2][\nu^2 + (2n\omega - \Omega)^2]}, \quad (5)$$

$$a_0(k) = \sqrt{2}\left(2\frac{E(k)}{K(k)} - 1\right),$$

$$a_{10}(k) = \sqrt{2}\left(1 - \frac{2}{k^2}\left[1 - \frac{E(k^{-1})}{K(k^{-1})}\right]\right),$$

$$a_n(k) = \frac{4n\pi^2}{K^2(k)} \frac{q^n}{1 - q^{2n}} \text{ при } n \geqslant 1,$$

$$b_n(k) = \frac{2(2n+1)\pi^2}{K^2(k)} \frac{q^{n+1/2}}{1 + q^{2n+1}},$$

$$a_{1n}(k) = \frac{4n\pi^2}{K^2(k^{-1})k^2} \frac{q^n}{1 - q^{2n}} \text{ при } n \geqslant 1,$$

$$b_{1n}(k) = \frac{4n\pi^2}{K^2(k^{-1})k^2} \frac{q^n}{1 + q^{2n}},$$

$$q = \exp[-\pi K(k')/K(k)], \quad k' = \sqrt{1 - k^2} \text{ при } k \leqslant 1,$$

$$q = \exp[-\pi K(k')/K(k^{-1})], \quad k' = \sqrt{1 - k^{-2}} \text{ при } k > 1,$$

$E(k)$ — полный эллиптический интеграл второго рода, $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода, Ω — штарковская частота, $\Omega = eEd/\hbar$ (E — напряженность постоянного поля). Заметим, что в предельном случае $E_0 = 0$ выражения (2), (2a) переходят в статическую вольт-амперную характеристику, приведенную в [12,13].

В высокочастотном пределе (при выполнении условия $\omega \gg \Omega, \nu$) выражения (3), (4) существенно упрощаются и формула (2) приобретает вид

$$j = j_0\nu^{-1}\Omega\left\{\frac{a_0^2(k)}{2}\frac{\nu^2}{\Omega^2 + \nu^2} - \frac{\nu^2}{2\omega^2}\left(\sum_{n=1}^{\infty}\frac{a_n^2(k)}{4n^2} + \sum_{n=0}^{\infty}\frac{b_n^2(k)}{(2n+1)^2}\right)\right\}. \quad (6)$$

Второе слагаемое в фигурных скобках значительно меньше первого, однако при тех значениях напряженности высокочастотного поля, когда величина k совпадает с корнем функции $a_0(k)$ (либо в непосредственной окрестности этой точки), первое слагаемое в фигурных скобках обращается в нуль (либо меньше второго) и j становится отрицательным, т. е. ток идет против приложенного постоянного поля. Такое явление называется абсолютной отрицательной проводимостью. Абсолютная отрицательная проводимость характерна для существенно неравновесных систем. В данном случае неравновесность связана с накачкой высокочастотного электромагнитного поля в полупроводник со сверхрешеткой. Заметим, что при $k \to 0$ (т. е. в пределе линейных волн) выражение (6) переходит в выражение для тока в высокочастотном случае, приведенное в [1]. Наличие и расположение участка абсолютной отрицательной проводимости особенно хорошо заметно из кривых на рисунке, построенных по формулам (2)–(5) при различных значениях k. Отметим, что в случае монохроматического поля, когда амплитуда волны не зависит от ее частоты, участков абсолютной отрицательной проводимости целое множество, а в нашем случае только один. Формально это связано с тем, что функция $J_0(k)$, в которую переходит $a_0(k)$ в случае монохроматического поля, имеет бесконечно много корней, а $a_0(k)$ только один раз обращается в нуль.

Наконец, сделаем численные оценки. При $d \approx 10^{-6}$ см, $\Delta \approx 10^{-2}$ эВ, $n_0 \approx 10^{14}$ см$^{-3}$, $T \approx 10^2$ K, (при этом $\omega_p \approx 10^{12}$ с$^{-1}$), $\beta \approx 1.2$ появление участка абсолютной отрицательной проводимости следует ожидать при $E_0 \approx 1.8 \cdot 10^3$ В/см.

Список литературы

[1] A.A. Ignatov, Yu.A. Romanov. Phys. St. Sol. (b), **73** (1), 327 (1976).
[2] А.А. Игнатов, Ю.А. Романов. Изв. вузов. Радиофизика, **21** (1), 132 (1978).
[3] В.В. Павлович, Э.М. Эпштейн. ФТТ, **18** (5), 1483 (1977).
[4] В.В. Павлович, Э.М. Эпштейн. ФТП, **10** (10), 2001 (1976).
[5] С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1988).
[6] T. Dekorsy, R. Ott, H. Kurtz, K. Köhler. Phys. Rev. B, **51** (23), 17 275 (1995).
[7] O.M. Bulashenko, M.J. Garcia, L.L. Bonilla. Phys. Rev. B, **53** (15), 10 008 (1996).
[8] Yu. Parhnovskii, H. Metiu. Phys. Rev. B, **51** (7), 4193 (1995).
[9] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (М., Наука, 1989).
[10] С.В. Крючков, К.А. Попов. ФТП, **32** (3), 334 (1998).
[11] С.В. Крючков, А.И. Шаповалов. Опт. и спектр., **81** (2), 336 (1996).
[12] С.Л. Ктиторов, Г.С. Симин, В.Я. Сандаловский. ФТТ, **13** (8), 2229 (1971).
[13] L. Esaki, R. Tsu. IBM J. Res. Dev., **14** (1), 61 (1970).

Редактор Л.В. Шаронова

Conductivity of a superlattice and the effect of a nonlinear electromagnetic wave

D.V. Zavyalov, S.V. Kruchkov

Volgograd State Pedagogical University,
400013 Volgograd, Russia