

06.3

© 1993

ПРОХОЖДЕНИЕ БИПОЛЯРНЫХ ВИДЕОИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ ТОНКУЮ ПЛЕНКУ ПОЛУПРОВОДНИКА С КВАНТОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ

Э. В а н а г а с

В последние годы достигнут существенный прогресс в методах генерации и детектирования мощных видеоимпульсов (ВИ) электромагнитного поля с длительностью $t_p \approx 10^{-12}$ с (терагерцовых видеоимпульсов) [1-6]. Терагерцовые видеоимпульсы широко используются в исследованиях по спектроскопии диэлектриков, полупроводников и высокотемпературных сверхпроводников. Так, по данным анализа временной формы и спектра ВИ изучаются дисперсионные свойства кристаллов в области микроволн и дальнего ИК диапазона, времена релаксации момента свободных носителей в полупроводниках, динамическая проводимость в высокотемпературных сверхпроводниках.

Ранее [7, 8] аналитически исследовалось прохождение однополярных ВИ через пленку полупроводника с квантовой сверхрешеткой (СР) на границе раздела линейных диэлектрических сред. В [7] было показано, что в когерентном режиме прохождения ВИ (длительность ВИ t_p предполагается малой по сравнению с временем релаксации момента электронов в мини-зоне проводимости полупроводника с СР) возможна а) трансформация однополярных ВИ в биполярные и б) компрессия прошедших ВИ. В данной работе численно исследуется прохождение биполярных ВИ через тонкую пленку полупроводника с квантовой СР.

Пусть на границе раздела двух линейных диэлектрических сред в плоскости $x = 0$ расположена тонкая пленка полупроводника с квантовой СР. Толщина пленки l считается много меньше длины волны излучения. Диэлектрические среды, окружающие пленку, характеризуются проницаемостями ϵ_1 при $x < 0$ и ϵ_2 при $x > 0$. Рассмотрим случай, когда на границу раздела со стороны $x < 0$ падает ВИ ТЕ-типа: $\vec{E} = (0, E_y, 0)$ и $\vec{H} = (H_x, 0, H_z)$. Отраженный ВИ уходит обратно в область $x < 0$, а прошедший ВИ распространяется в область $x > 0$. Вне пленки ($x \neq 0$) \vec{E} , \vec{H} определяются уравнениями Максвелла, а при $x = 0$ — условиями непрерывности. Граничные условия при $x = 0$ позволяют найти связь между безразмерными амплитудами падающей $q_{in}(\tau)$ и прошедшей $q_{tr}(\tau)$ волн [7]:

$$q_{tr}(\tau) = R(\theta) q_{in}(\tau) - k(\theta) \sin \left(\int_{-\infty}^{\tau} q_{tr}(\tau) d\tau \right), \quad (1)$$

где $\tau = t/t_p$, $q_{tr}(x) = dE_{in}(t)t_p/\hbar$, $q_{tr}(\tau) = dE_{tr}(t)t_p/\hbar$, d - период сверхрешетки, имеющей ось вдоль Oy , $R(\theta)$ - френелевский коэффициент преломления, $k(\theta)$ - параметр нелинейности. Для волны ТЕ-типа:

$$R(\theta) = 2 \cos \theta / [\cos \theta + (\cos^2 \theta + \Delta^2)^{1/2}], \quad (2)$$

$$k(\theta) = (t_p/t_s) / [\cos \theta + (\cos^2 \theta + \Delta^2)^{1/2}], \quad (3)$$

где θ - угол падения, $t_s = \epsilon_1^{1/2} c / \omega_{pl}^2 l$ - характерное время отклика электронной системы в полупроводнике с СП, ω_{pl} - плазменная частота электронов в мини-зоне проводимости, $\Delta^2 = (\epsilon_2 - \epsilon_1) / \epsilon_1$ и $\epsilon_1 \leq \epsilon_2$.

В [7] было показано, что уравнение (1) сводится к сингулярному уравнению синус-Гордона (ССГ), допускающему решение методом обратной задачи рассеяния (ОЗР). Однако решение ССГ методом ОЗР удается получить, если падающий ВИ имеет sech -форму (однополярный видеоимпульс). Таким образом, не имея возможности найти точные решения для произвольной формы падающего ВИ с помощью ОЗР метода, эта задача рассмотрена путем численного решения (1).

Пусть на нелинейную границу раздела падает биполярный ВИ, имеющий вид

$$q_{in}(x) = q_0 \text{sech}(x) \sin(x). \quad (4)$$

Нас будет интересовать поведение временной формы и спектра прошедшего видеоимпульса в зависимости от амплитуды q_0 и параметра нелинейности $k(\theta)$. При выполнении расчетов полагалось, что $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$.

На рис. 1. представлена зависимость формы прошедшего видеоимпульса от $k(\theta)$, в случае, когда $q_0 = 2$. Из рисунка видно, что с ростом параметра нелинейности $k(\theta)$ происходит монотонное уменьшение амплитуды прошедшего ВИ. При этом спектр ВИ менялся слабо. Очевидно, что при $k(\theta) \geq 6$ падающий ВИ почти полностью отразится нелинейной границей раздела.

Если амплитуда падающего видеоимпульса меняется в области $q_0 < 7$, то сценарий прохождения ВИ аналогичен предыдущему случаю, однако при $q_0 \geq 7$ имеются существенные отличия. На рис. 2 представлена динамика прохождения ВИ через тонкую нелинейную пленку в случае, когда $q_0 = 10$. Хорошо видно, что с ростом параметра нелинейности $k(\theta)$ от 0 до 3 происходит сжатие субимпульсов разных полярностей. Максимальное сжатие субимпульсов достигается при $k(\theta) \approx 3$. Если параметр нелинейности меняется в области $k(\theta) > 3$, то прошедшие ВИ уменьшаются по амплитуде, т.е. субимпульсы разных полярностей начинают рекомбинировать.

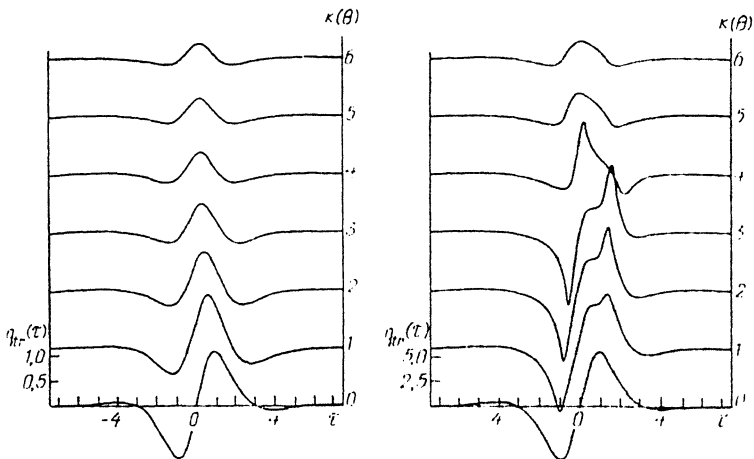


Рис. 1. Зависимость формы прошедшего видеоимпульса от параметра нелинейности $k(\theta)$, когда $q_{in}(\tau) = 2 \operatorname{sech}(\tau) \sin(\tau)$.

Рис. 2. Зависимость формы прошедшего видеоимпульса от параметра нелинейности $k(\theta)$, когда $q_{in}(\tau) = 10 \operatorname{sech}(\tau) \sin(\tau)$.

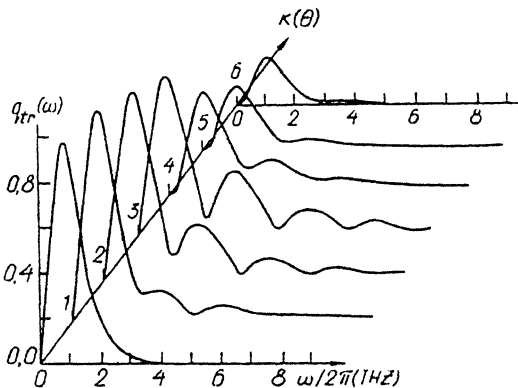


Рис. 3. Зависимость спектра прошедшего видеоимпульса от параметра нелинейности $k(\theta)$, когда $q_{in}(\tau) = 10 \operatorname{sech}(\tau) \sin(\tau)$.

Рис. 3. иллюстрирует зависимость спектра прошедшего ВИ от $k(\theta)$, когда $q_0 = 10$. Мы видим, что с ростом параметра нелинейности $k(\theta)$ от 0 до 3 имеет место сильное уширение спектра ВИ в голубую область. Интересным результатом является то, что уширение спектра прошедшего ВИ связано с генерацией высокочастотных линий. При этом положения центров высокочастотных линий могут быть определены по эмпирической формуле $\omega_n (1 + 2n) \omega_0$, где ω_0 - несущая частота падающего ВИ, n - номер

линии. Отсюда следует, что при прохождении ВИ через тонкую нелинейную пленку генерация 3, 5, 7, ... гармоник электромагнитного поля. Особо отметим, что при $k(\theta) \approx 3$ спектральные плотности гармоник спадают весьма медленно. С ростом параметра нелинейности в области значений $k(\theta) > 3$ эффективность генерации высших гармоник начинает падать.

Таким образом, к основным закономерностям когерентного режима прохождения биполярных ВИ через тонкую пленку полупроводника с квантовой СР можно отнести: а) возможность получения сжатых субимпульсов разных полярностей, б) эффективную генерацию нечетных гармоник электромагнитного поля и в) почти полное отражение ВИ. При этом сжатие субимпульсов разных полярностей может быть интерпретировано как нелинейная интерференция гармоник электромагнитного поля.

В заключение обсудим возможность генерации гармоник при прохождении ВИ с $t_p = 10^{-12}$ с через тонкую пленку полупроводника с СР. Как вы видели, генерация гармоник имеет место только в том случае, когда $g_0 \geq 7$. Полагая период сверхрешетки $d' = 100$ Å, что типично для полупроводников со сверхрешетками, находим, что напряженность электрического поля падающего ВИ должна быть порядка $E_0 \geq 2.5$ кВ/см. Если $\omega_{pl} = 10^{13}$ с $^{-1}$, $l = 20$ мкм и $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2$, то эффективная генерация гармоник (см. рис. 3) будет наблюдаться при углах падения $\theta \approx 19^\circ$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] H u B.B., Z h a n g X.-C., A u s t o n D.H., S m i t h P.R. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 6. P. 506-508.
- [2] X u L., Z h a n g X.-C., A u s t o n D.H. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. N 15. P. 1784-1786.
- [3] F r o b e r g N.M., H u B.B., Z h a n g X.-C., A u s t o n D.H. // IEEE J. Quantum Electronic. 1992. V. 28. N 10. P. 2291-2301.
- [4] G r e e n e B.L., F e d e r i c i J.E., D y k a a r D.R., J o n e s R.R., B u c k s b a u m P.H. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 8. P. 893-895.
- [5] S h a W., N o r r i s T.B., B u r m J.W., W o o d a r d D., S c h a f f W.J // Appl. Phys. Lett. 1992. T. 61. N 15. P. 1763-1765.
- [6] G a l v a n a u s k a s A., T e l l e f s e n J.A., Jr., K r o t k u s A., O b e r g M., B r o b e r g B. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. N 2. P. 145-147.
- [7] В а н а г а с Э. // Литовский физический сборник. 1992. Т. 32. В. 5. С. 634-646.
- [8] Г л у ш е н к о А.Г. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 4. С. 7-9.