

## **О возможности создания усилителей и генераторов на поверхностных плазмонах**

*Представлены оценочные результаты возможности создания усилителей прямой волны, обратной волны и генераторов обратной волны на поверхностных плазмонах. Показана возможность снижения частоты плазмонного резонанса и соответственно полосы приборов в субмиллиметровую область, а также снижение частоты столкновений – и как следствие – снижение потерь при распространении плазмонов. Рассмотрены методы выравнивая дисперсионных характеристик с целью увеличения рабочей полосы. Предложены соответствующие структуры для реализации ЛОВ и ЛБВ на поверхностных плазмонах, включая и устройства ввода, и выводы энергии (возбуждения) поверхностных плазмонов.*

**Ключевые слова:** поверхностный плазмон, дисперсия, ЛБВ, ЛОВ, замедляющая система

В оптической и инфракрасной областях спектра обычно используют квантовые усилители и генераторы, тогда как в микроволновой области (вплоть до миллиметровой) традиционно используют вакуумные и твердотельные приборы. Генераторы на ЛОВ успешно работают в субмиллиметровом диапазоне, однако продвижение в терагерцовую область частот сопряжено с рядом трудностей, особенно для создания ЛБВ. Один из основных типов замедляющих систем (ЗС) для этих целей – это гребенки. Кроме ЗС типа гребенка используются ЗС типа петляющий волновод и меандр. Далее будем рассматривать приборы с непрерывным взаимодействием, для которых ЗС типа гребенка является базовой.

Основной задачей при создании терагерцовой ЛБВ является получение широкого и тонкого ленточного электронного пучка с энергией порядка 20 эВ и большим током и получение замедления  $n$  порядка 4 в широкой полосе, для чего необходимо создавать ЗС, используя микро-электро-механические системы (методы микромеханической обработки или МЭМС-технологии), например, технологию “ЛИГА”. В субмиллиметровом диапазоне это выполнимо, но продвижение в терагерцовую и более высокочастотную области вызывает трудности. В этих диапазонах на поверхности металла уже начинают проявляться плазмонные эффекты, приводящие к дополнительному замедлению. Для появления очень медленных поверхностных плазмонов (ПП) нужны частоты порядка плазменных  $\omega_p = \sqrt{e^2 N / m \epsilon_0}$  и малые частоты столкновений  $\omega_c \ll \omega_p$ . Реально резонанс наступает на частоте  $\tilde{\omega}_p = \omega_p / \sqrt{\epsilon_L + \epsilon}$  (рис. 1) [1 – 3]. Здесь  $\epsilon_L$  – диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки металла (для меди и золота  $\epsilon_L \sim 10$  вплоть до оптических частот, где она начинает зависеть от частоты и определяется межзонными переходами),  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость подложки (если она имеется), на которой находится металлический слой. Таким образом, ЗС может быть выполнена просто из полированной металлической пластины, или в виде канала в металле рис. 1. Более сложные дисперсионные характеристики получаются в случае многослойных структур рис. 2. Если пластина выполнена в виде гребенки, вдоль нее распространяются плазмоны типа Дьяконова, которые

более замедленные и обладают свойством волн в ЗС, а именно периодичностью по  $k$ . Таким образом, в ЗС на высоких частотах, когда следует учитывать проникновение поля в металл, необходимо учитывать дополнительное замедление за счет образования плазмонов.

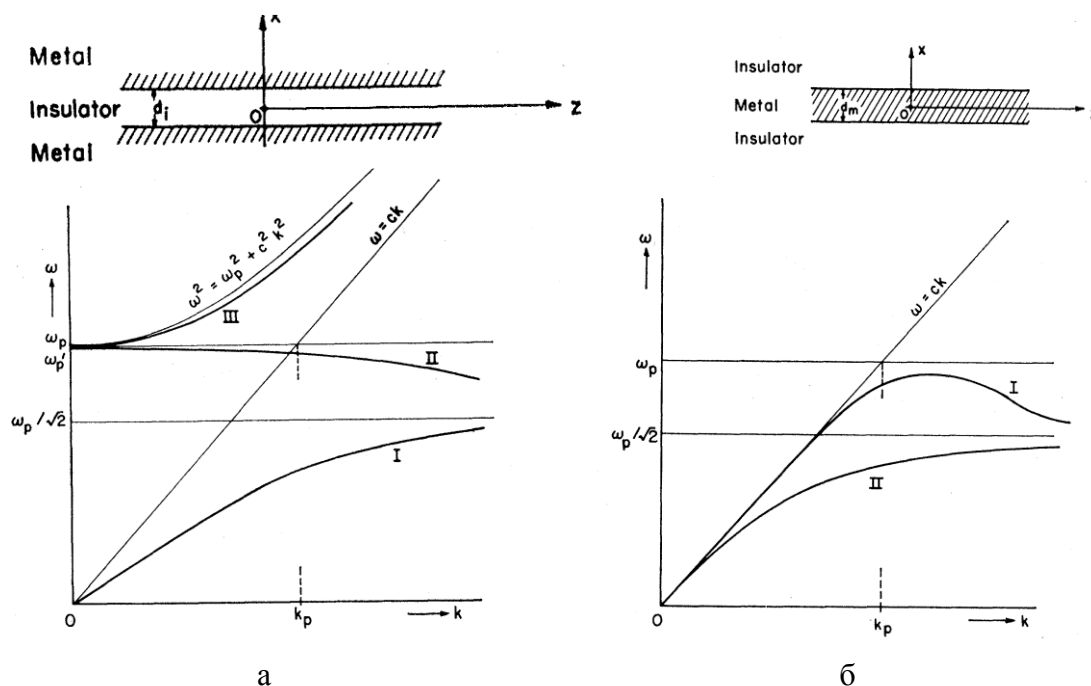


Рисунок 1. Дисперсионные характеристики ПП для простейших структур: канала в металле (а) и слоя металла(б) при  $\epsilon_L = \epsilon = 1$

Целью работы является рассмотрение возможности создания неперiodической ЗС, основанной на возбуждении ПП. Из рис. 1 и 2 видно, что в структурах с ПП возможны как прямые, так и обратные плазмоны, т.е. на указанных структурах возможно создание ЛБВ и ЛОВ. Поскольку в оптическом и инфракрасном диапазонах хорошо работают квантовые генераторы и усилители, целесообразно сдвинуть рабочую полосу в область более низких частот. Рассмотрим такие способы. Один из них – снижение  $\omega_p$ , для чего следует использовать проводящие материалы с достаточно низкой концентрацией носителей  $N$ . Для хорошо проводящих металлов плазменные частоты лежат в ультрафиолетовой области. Использовать полуметаллы не целесообразно:  $N$  снижается не сильно, но растет частота столкновений  $\omega_c$ . Максимальное замедление  $n$  для ПП порядка  $\sqrt{\omega_p / (2\omega_c)}$ , при этом на этой частоте  $\sqrt{\tilde{\omega}_p^2 - \omega_c^2} \approx \tilde{\omega}_p$  максимальны и потери на распространение, при этом в малом частотном диапазоне резко меняется замедление. При  $\omega_p / \omega_c = 10^3$  максимальное замедление  $n \approx 70$ , тогда как необходимо  $n \leq 4$ . Поэтому работать следует существенно ниже частоты плазмонного резонанса. Для обратных волн это снижение не очень существенное. Сильное снижение  $\omega_p$  возможно при использовании полупроводников. Например, для InSb  $\omega_p \sim 500$  ГГц, но  $\omega_c$  имеет тот же порядок. Эти параметры сильно зависят от температуры, а снижение потерь требует использования температуры жидкого

азота. Наиболее простой способ снижения рабочей полосы – использование многослойных металло-диэлектрических структур с тонкими наноразмерными металлическими слоями. Тонкая металлическая пленка представляет собой двумерный электронный газ, обладающего баллистической проводимостью. Весьма перспективным способом понижения частоты плазмонного резонанса может служить выполнение периодической или аperiodической структуры на металлической пленке или диэлектрической подложке. Соответствующие периоды должны быть существенно меньше рабочей длины волны, т.е. составлять десятки или сотни нанометров. В рабочем диапазоне это влияет как уменьшение эффективной величины концентрации носителей. Наиболее простой и эффективный способ – выполнение периодических наноразмерных отверстий путем лазерного испарения металла. Такая наноструктурированная металлическая пленка представляет набор квантовых нитей и требует квантовомеханического рассмотрения для анализа эффективной диэлектрической проницаемости, которая вообще говоря, будет тензорной. Другой подход – нанесение очень тонкой металлической пленки на полупроводник.

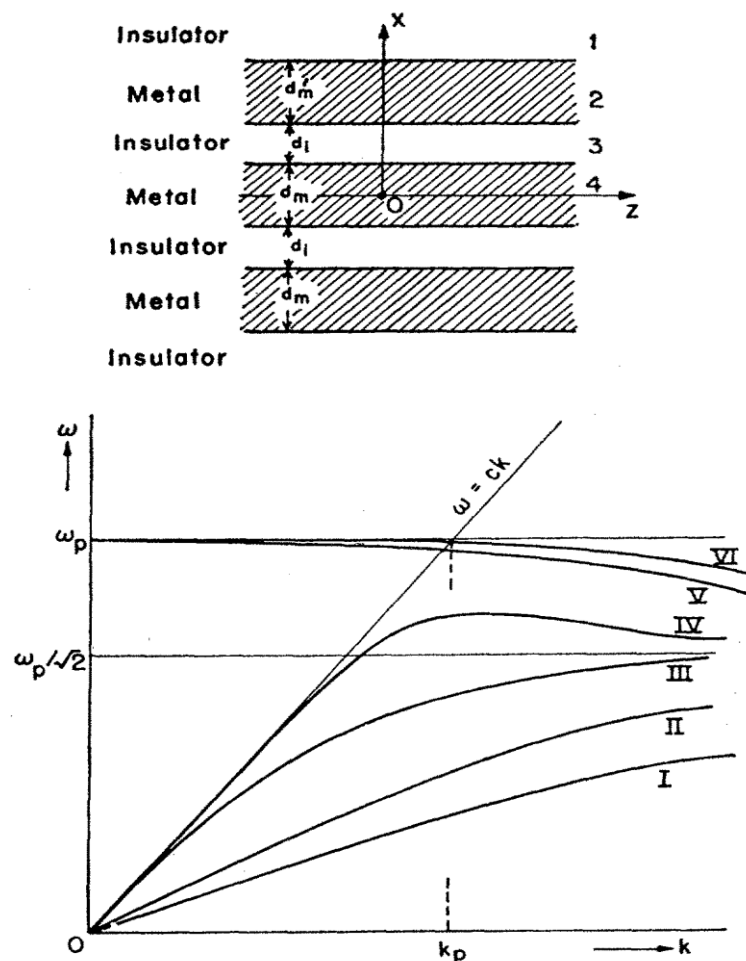


Рисунок 2. Дисперсионные характеристики многослойной структуры

Таким образом, гладкие ЗС на основе плазмонов позволяют перекрыть диапазон частот от сотен ГГц до тысячи ТГц. Такие приборы требуют использования широких и весьма тонких ленточных пучков, поскольку поле волны III экспоненциально затухает от

поверхности. Расчет усиления таких приборов требует учета затухания ПП, что нетрудно сделать аналитически. Одной из основных задач конструирования усилителя на ПП является разработка ввода и вывода энергии. Если не учитывать диссипацию, ПП представляет собой собственную поверхностную волну. Если же учитывать потери, ПП является слабо втекающей квазисобственной поверхностной волной. Возбудить ее можно по схеме Кречмана или Отто [1]. Удобно использовать не призмы, а диэлектрические волноводы (ДВ), наклоненные под углом втекания для ввода или углом вытекания – для вывода энергии. ПП может стать вытекающей волной, если граница металла станет граничить с диэлектриком, а его диэлектрическая проницаемость подобрана соответствующим образом. Желательно подобрать замедление в ДВ близкое к замедлению ПП. Соответствующая схема приведена на рис. 3, где 1 – тонкий металлический слой, 2 – диэлектрическая подложка, 3, 4 – диэлектрические волноводы с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon=n^2$ , обеспечивающие ввод и вывод сигнала, 5 – плоский электронный пучок, взаимодействующий с плазмоном.

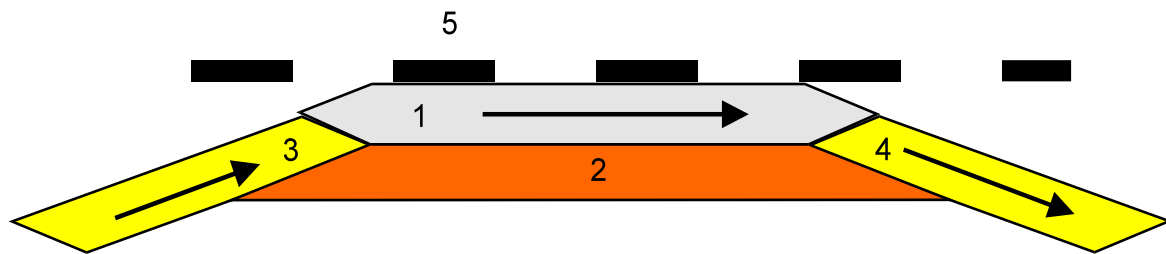


Рисунок 3

Рассмотрим параметры такой ЗС при замедлении  $n=3$ . При  $x>0$  имеем  $k=k_z=nk_0$ ,  $k_x=-jk_0\sqrt{n^2-1}=-j\kappa\approx-jk_z$ ,  $E_x=-j(k/\kappa)E_z$ ,  $H_y=-j(k_0/\kappa)E_z/Z_0$ ,  $E_z=E_0\exp(-\kappa x)$ ,  $Z_0=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ . Поскольку энергия движется в основном в вакууме, для компоненты вектора Пойнтинга имеем  $P_z=E_0^2(kk_0/\kappa^2)\exp(-2\kappa x)$ . Пусть пучок имеет толщину  $t$  и примыкает вплотную к металлу, а ток пучка  $I$ . Тогда сопротивление связи  $R_c=\langle |E_z|^2 \rangle / (2k\langle P_z \rangle)$  равно

$$R_c = Z_0 \frac{\kappa^2}{2k_0 k^2 t} (1 - \exp^{-2\kappa t}) = Z_0 \frac{n^2 - 1}{2n^2 k_0 t} (1 - \exp^{-2k_0 t \sqrt{n^2 - 1}}). \quad (1)$$

Здесь введены усредненный по пучку квадрат электрического поля и усредненная компонента вектора Пойнтинга:

$$\langle |E_z|^2 \rangle = \frac{1}{t} \int_0^t |E_z|^2 dx = \frac{E_0^2}{2\kappa t} (1 - \exp^{-2\kappa t}), \quad \langle P_z \rangle = \int_0^\infty E_z H_x^* dx = \frac{k_0 k E_0^2}{2\kappa^3 Z_0}. \quad (2)$$

Когда толщина пучка большая, сопротивление связи  $R_c \sim Z_0 / (k_0 t)$  падает пропорционально  $t$ . Для замедлений порядка 3 – 4 при условии  $2nk_0 t \ll 1$  имеем  $R_c \approx Z_0 n$ , что показывает необходимость использовать узкие пучки. Если между пучком и

металлической поверхностью имеется зазор,  $R_c$  несколько меньше. Соответствующую формулу легко получить.

В принципе, использование малых замедлений не обязательно: для тонких пучков сопротивление связи слабо зависит от частоты, и эффективное взаимодействие можно получить и на больших замедлениях. Однако при этом резко сужается рабочая полоса, где есть слабая зависимость замедления от частоты. Возможны и другие способы ввода и вывода сигнала, а также и другие конструкции ЗС на плазмонах, в том числе представленные на рис. 1, 2. Может быть использована симметричная структура типа рис. 3 с двумя почками. А также и многопучковые варианты.

Таким образом, в работе показано, что в терагерцовой и инфракрасной области спектра возможно использование ЗС на поверхностной волне вдоль границы металл-диэлектрик (вакуум) – прямом или обратном поверхностном плазмоне. Такую ЗС целесообразно выполнять с использованием тонких металлических и/или полупроводниковых слоев, а управление дисперсией осуществлять путем введения дополнительных слоев диэлектрика или выполнением периодических отверстий в металлической пленке. Можно выполнять на поверхности пленки и рельефные структуры типа гребенки или меандра, при этом следует учитывать вклад в замедление как структуры, так и плазмонов, т.е. рассматривать плазмоны вдоль периодической структуры. При этом высота гребней для заданного замедления существенно уменьшается. Целесообразно использовать замедления порядка 3–4, т.е. релятивистский режим работы. Поскольку для фокусировки нужно сильное продольное магнитное поле (порядка 1 Тл), его надо учитывать при расчете плазмонного замедления. Именно, диэлектрическая проницаемость плазмы металла в магнитном поле становится тензорной [4], а при учете потерь возникает и невзаимность, что может рассматриваться как положительный эффект подавления отраженной волны. Для формирования тонких ленточных электронных пучков удобно использовать автоэмиссионные пушки на основе углеродных нанокластеров с сеточным вытягиванием электронов [5, 6].

#### Библиографический список

1. Zayats A.V. Nano-optics of surface plasmon polaritons / Zayats A.V., Smolyaninov I. I., Maradudin A.A. // *Physics Reports* – 2009. – Vol. – pp. 131–314.
2. Agranovich V.M. Surface Polaritons / Agranovich V.M., Mills D.L. (Eds.) // Amsterdam: North-Holland. – 1982.
3. Economou E.N., Surface Plasmons in Thin Films / Economou E.N. // *Phys. Rev.* – 1969. Vol. 182. – pp. 539–582.
4. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны / Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. // Москва: Советское радио. – 1971. С. 664.
5. Davidovich M.V. Field Emission in Diode and Triode Vacuum Nanostructures / Davidovich M.V., Bushuev N.A. // 2014 Tenth International Vacuum electron Sources Conference and Second International Conference on Emission Electronics (June–July, 2014). Saint-Petersburg: Saint-Petersburg State University. – pp. 58-59.
6. Arxiv.org [Электронный ресурс]: Field emission in diode and triode vacuum nanostructures / Davidovich M.V., Bushuev N.A., Yafarov R.K. Режим доступа: <http://arxiv.org/abs/1411.3738>.