

УДК 535.4; 621.371

И. С. СПЕВАК<sup>1</sup>, М. А. ТИМЧЕНКО<sup>2</sup>, В. К. ГАВРИКОВ<sup>3</sup>,  
Ю. Е. КАМЕНЕВ<sup>1</sup>, В. М. ШУЛЬГА<sup>3</sup>, Х.-Б. САН<sup>4</sup>,  
ДЖ. ФЕНГ<sup>4</sup>, А. В. КАЦ<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиофизики и электроники НАН Украины им. А. Я Усикова,  
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61082

<sup>2</sup> Факультет электротехники и вычислительной техники, Техасский университет в Остине,  
Остин, TX 78712, США

<sup>3</sup> Радиоастрономический институт НАН Украины,  
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина  
E-mail: vkgavr@rian.kharkov.ua

<sup>4</sup> Университет Джилин,  
ул. Кьянджин, 2699, Чангчун 130012, Китай

## ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКА И ПАРАМЕТРОВ ПРОФИЛЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА СТРУКТУРУ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННОГО РЕЗОНАНСА В ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ

*Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований подавления зеркального отражения при дифракции на решетке InSb терагерцевого излучения HCN-лазера в условиях плазмон-поляритонного резонанса. Исследована зависимость положения резонанса и его ширины от глубины штрихов решетки. Показано, что диэлектрическая пленка, нанесенная на поверхность решетки, увеличивает ширину резонанса и смещает его максимум относительно точки Рэлея. Теоретические оценки, основанные на резонансной теории дифракции, хорошо согласуются с экспериментальными данными, что позволяет исследовать влияние параметров задачи на характеристики резонанса.*

*Ключевые слова:* дифракция, поверхностная волна, плазмон-поляритонный резонанс, полупроводник, периодическая структура

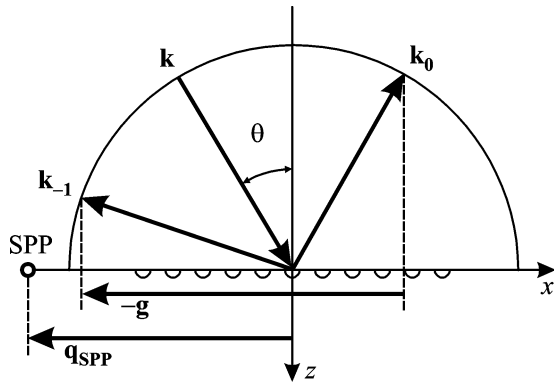
Терагерцевый диапазон (длины волн  $\lambda = 30 \text{ мкм} \div 1 \text{ мм}$ ) является весьма перспективным для исследований во многих научных и прикладных областях. Именно в этом диапазоне лежат линии поглощения многих органических и неорганических молекул, что открывает дополнительные возможности изучения их спектров. Весьма важную и интересную информацию доставляют радиоастрономические наблюдения в терагерцевом диапазоне, которые постоянно расширяются, а также исследования в области химии, биологии, медицины, в разработке новых средств неразрушающего контроля, систем безопасности и т. д.

Одним из основных направлений научных исследований в терагерцевом диапазоне в настоящее время является изучение сильных резонансных эффектов, которые ранее были отк-

рыты в оптическом диапазоне при дифракции на периодической поверхности металлов. Это, прежде всего, резонансное возбуждение поверхностных волн (поверхностных плазмон-поляритонов – SPP (surface plasmon-polariton)), известное как резонанс Вуда, и связанный с ним эффект подавления зеркального отражения [1]. На основе этих эффектов были созданы новые оптоэлектронные устройства (фильтры, преобразователи поляризации, высокочувствительные сенсорные датчики и т. д.), работающие в оптическом диапазоне [2].

Как известно, резонанс Вуда возникает, когда одна из пространственных гармоник, образующихся при дифракции на решетке, становится скользкой и совпадает с собственной поверхностной электромагнитной волной, существующей на границе металл – диэлектрик. На рис. 1 изображена простейшая геометрия дифракции, при которой из всех пространственных компонент распространяющимися являются лишь зеркально отражен-

© И. С. Спевак, М. А. Тимченко, В. К. Гавриков,  
Ю. Е. Каменев, В. М. Шутьга, Х.-Б. Сан,  
Дж. Фенг, А. В. Кац, 2013



**Рис. 1.** Геометрия дифракции, при которой распространяющимися являются лишь пространственные компоненты нулевого и  $-1$ -го порядков:  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}_0$ ,  $\mathbf{k}_{-1}$  – волновые векторы падающей, зеркально отраженной и дифрагированной волн соответственно;  $\theta$  – угол падения;  $\mathbf{g}$  – вектор обратной решетки,  $g = 2\pi/d$ ,  $d$  – период решетки;  $\mathbf{q}_{SPP}$  – волновой вектор поверхностного плазмон-поляритона SPP,  $|\mathbf{q}_{SPP}| > k \equiv \omega/c$

ная и дифракционная компонента  $-1$ -го порядка. Остальные пространственные компоненты – неоднородные, так что радиационные потери при такой геометрии минимальны. Очевидно, пространственная гармоника становится скользкой, когда  $z$ -компонента ее волнового вектора обращается в нуль. Для волны  $-1$ -го порядка дифракции это условие имеет вид:  $k_{-1z} = \sqrt{k^2 - (k \sin \theta - g)^2} = 0$ , или

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{d} - 1. \quad (1)$$

Угол  $\theta = \theta_R$ , при котором выполняется условие (1), называется релеевским углом. Мы считем, что верхняя среда – свободное пространство (воздух), а нижняя – проводящая среда с диэлектрической постоянной  $\epsilon$ . При углах падения  $\theta < \theta_R$  тангенциальная составляющая волнового вектора дифрагировавшей волны,  $k_{-1x} = k \sin \theta - g$ , становится больше (по модулю) волнового числа падающего света,  $|k_{-1x}| > k = \omega/c$ , а его нормальная составляющая становится чисто мнимой,  $k_{-1z} = i\sqrt{(k \sin \theta - g)^2 - k^2}$ , т. е. дифрагировавшая волна превращается в неоднородную (поверхностную), амплитуда которой экспоненциально убывает при удалении от поверхности решетки. Если же модуль тангенциальной составляющей  $k_{-1x}$  становится равным волновому числу поверхностного

плазмон-поляритона,  $|k_{-1x}| = q_{SPP}$ , наступает резонанс; здесь  $q_{SPP} = k \operatorname{Re} \sqrt{\epsilon/(\epsilon + 1)}$  – волновое число поверхностного плазмон-поляритона [1]. Подчеркнем, однако, что для существования самого плазмон-поляритона требуется, чтобы вещественная часть диэлектрической проницаемости металла была отрицательной, точнее  $\operatorname{Re} \epsilon < -1$  [1].

В реальных ситуациях имеют дело с дифракцией пучков излучения, имеющих определенную угловую ширину  $\Delta\theta$ . При этом разные пространственные компоненты пучка падают на решетку под разными углами и для них резонансное условие (1) выполняется для разных длин волн, а для монохроматического источника резонансное условие выполняется только для части пространственного спектра. Это приводит к искажению резонансных кривых, сглаживанию деталей их структуры. Чтобы минимизировать такие искажения необходимо, чтобы угловая ширина пучка  $\Delta\theta$  была, по крайней мере, не больше угловой ширины резонанса  $\delta\theta$ . Однако в экспериментах по резонансному рассеянию в терагерцевом диапазоне, которые описаны в литературе, использовались, как правило, источники излучения, имевшие большую угловую ширину,  $\sim 0.1$  рад. В то же время угловая полуширина плазмон-поляритонного резонанса на не очень глубоких решетках существенно меньше,  $\sim 0.01$  рад. Очевидно, что для детального изучения структуры плазмон-поляритонного резонанса, а также оценки возможности его использования для прикладных разработок требуются более коллимированные источники терагерцевого излучения.

Необходимо также отметить, что принципы построения различных оптоэлектронных устройств, которые реализованы на основе плазмон-поляритонного резонанса на металлах в оптическом диапазоне, перенести непосредственно в терагерцевый диапазон не представляется возможным, поскольку локализация поверхностной волны у границы металла (характеризуемая длиной затухания  $\delta_d$  амплитуды поверхностной волны в направлении, перпендикулярном границе) на этих частотах оказывается очень слабой. Как видно из табл. 1, локализация поверхностной волны  $\delta_d \sim \lambda / (2\pi |\operatorname{Im} \xi|)$ , где  $\xi = 1/\sqrt{\epsilon}$  – поверхностный импеданс, а также длина свободного пробега  $L \sim \lambda / (2\pi \operatorname{Re} \xi |\operatorname{Im} \xi|)$  при переходе от оптического

Таблица 1. Локализация и длина свободного пробега плазмон-поляритона в оптическом и терагерцевом диапазонах на плоской поверхности металла и полупроводника

Материал	$\lambda = 1 \text{ мкм}$			$\lambda = 300 \text{ мкм}$		
	Оптические характеристики [3]	$\delta_d, \text{ мкм}$	$L, \text{ мм}$	Оптические характеристики [3]	$\delta_d, \text{ мм}$	$L, \text{ мм}$
Cu	$\varepsilon = -75.6 + 1.67i$ $\xi = 1.3 \cdot 10^{-3} - 0.11i$	1.4 (1.4 $\lambda$ )	1 (10 <sup>3</sup> $\lambda$ )	$\varepsilon = -7.4 \cdot 10^4 + 6 \cdot 10^5 i$ $\xi = 8.5 \cdot 10^{-4} - 9.6 \cdot 10^{-4} i$	48 (160 $\lambda$ )	10 <sup>5</sup> (3 $\cdot 10^5 \lambda$ )
InSb	$\varepsilon = 15.7 + 6.67 \cdot 10^{-5} i$ $\xi = 0.25 - 5.4 \cdot 10^{-7} i$	*)	*)	$\varepsilon = -87 + 37.8i$ $\xi = 0.021 - 0.1i$	0.4 (1.3 $\lambda$ )	75 (250 $\lambda$ )

\*)  $\text{Re}\varepsilon > 0$ , поверхностный плазмон-поляритон как собственная волна не существует.

в терагерцевый диапазон оказываются неприемлемо большими.

Тем не менее поверхностная волна в терагерцевом диапазоне может быть хорошо локализованной, если решетку сформировать на поверхности полупроводника [4–8]. Действительно, поведение диэлектрической проницаемости металла в оптическом диапазоне и полупроводника в терагерцевом аналогичны, в силу чего  $(\delta_d/\lambda)_{1\mu\text{м}}^{\text{Cu}} \approx (\delta_d/\lambda)_{300\mu\text{м}}^{\text{InSb}}$  (для  $L/\lambda$  аналогичное соотношение выполняется по порядку величины, см. табл. 1). Отметим, что оценки  $\delta_d$  и  $L$ , приведенные в табл. 1, выполнены для плоской поверхности материала. Нанесение решетки модифицирует закон дисперсии поверхностных волн и приводит, в конечном итоге, к уменьшению  $\delta_d$  и  $L$ , которое наиболее заметно для глубоких решеток.

Нанесение периодического рельефа на поверхность полупроводника или металла является не единственным способом улучшения локализации поверхностной волны у границы раздела. В работах [9, 10] показано, что к такому же эффекту приводит нанесение на плоскую поверхность металла тонкой пленки диэлектрика, однако параметры резонанса при этом не исследовались.

Первые экспериментальные исследования SPP резонанса на полупроводниках ( $n$ - и  $p$ -Si, InSb) описаны в [4, 5]. В этих экспериментах, выполненных методом временной спектроскопии (time-domain spectroscopy (TDS)) [11], наблюдалось подавление зеркального отражения, была зарегистрирована форма резонансной кривой, однако связь между характеристиками резонанса и

физическими параметрами задачи (оптическими свойствами материала, глубиной и формой штрихов решетки и т. д.) не выявлена.

В настоящей статье приведены результаты исследований подавления зеркального отражения при дифракции узкоколлимированного терагерцевого излучения на периодической поверхности InSb в условиях плазмон-поляритонного резонанса. Исследована зависимость положения и ширины резонанса от глубины и профиля канавок рельефа, а также наличия пленки диэлектрика на поверхности полупроводника.

Схема эксперимента представлена на рис. 2. Источником служил лазер на цианиде водорода (HCN), генерирующий излучение на длине волны  $\lambda = 336.6 \text{ мкм}$ . Лазерный пучок был  $p$ -поляризован, его полная угловая ширина составляла  $\sim 0.01$  рад, спектральная ширина  $\sim 30 \text{ кГц}$ . Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка было близко к гауссовому, начальный радиус пучка (у выходного окна лазера) составлял  $6.7 \text{ мм}$ . Геометрия эксперимента выбрана так, что реализован резонанс  $-1$ -го порядка. При этом вектор напряженности поля падающей волны  $\vec{H}^i = (0, H^i, 0)$ , как и штрихи решетки, ориентирован перпендикулярно плоскости падения (рис. 2, а).

Периодические структуры (решетки) на поверхности полупроводника изготавливались методом фотолитографии с последующим травлением. Были исследованы три структуры – G1, G2 и G3 – с различными геометрическими размерами канавок (см. табл. 2).

Канавки имели форму, которая с хорошей точностью может быть аппроксимирована полуэл-

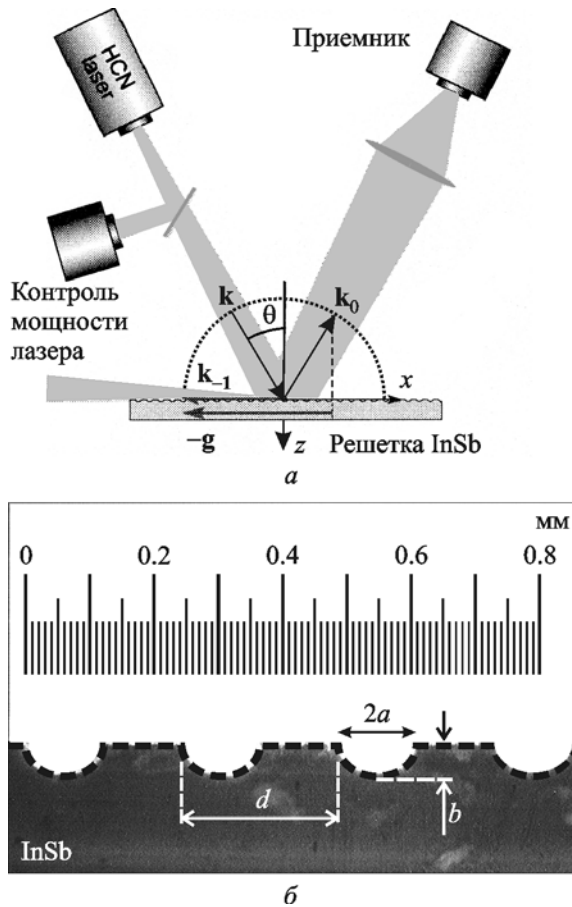


Рис. 2. Схема измерений (а) и микрофотография профиля решетки (б)

Таблица 2. Геометрические размеры профиля решеток

Решетка	$2a$ , мкм	$b$ , мкм
G1 с диэлектр. пленкой	107	10
G2 с диэлектр. пленкой	130	20
G3 с диэлектр. пленкой	143	24
G4 без пленки	143	24

липсами с полуосями  $a$ ,  $b$ . Ширина канавок равнялась  $2a$ , их глубина  $b$  отсчитывалась от плоской поверхности полупроводника (рис. 2, б). Увеличение глубины канавок достигалось дотравливанием первоначально полученной структуры, в силу чего увеличивалась не только глубина, но и ширина канавок (при сохранении периода решетки  $d = 254$  мкм). При этом на неосвещенных при фотолитографии участках поверхности структуры фоторезист сохранялся, обеспечивая возможность дальнейшего травления. Для определения влияния пленки диэлектрика на парамет-

ры резонанса один из экспериментов был выполнен с образцом G3 (наибольшей глубины), с которого фоторезист был удален (в результате чего получилась решетка G4).

Результаты экспериментов представлены на рис. 3. Экспериментальные точки на графиках соединены непрерывной линией для лучшей визуализации. Параметры решеток приведены в табл. 2. Пунктиром отмечен релеевский угол  $\theta_R$ . В условиях нашего эксперимента релеевский угол  $\theta_R \approx 18.978^\circ$ . Существенное подавление зеркального отражения наблюдалось при углах падения, меньших релеевского, т. е. в области, где дифракционная компонента  $-1$ -го порядка является неоднородной, что соответствует возбуждению поверхностной волны. Ширина резонанса растет с увеличением глубины решеток. Как видно из рис. 3, минимум зеркального отражения для решеток, покрытых пленкой (G1–G3), лежит вблизи  $\theta \approx 18^\circ$ , в то время как для чистой решетки G4, с таким же профилем и периодом, как у наиболее глубокой решетки G3, минимум отражения лежит вблизи  $\theta \approx 18.5^\circ$ . Кроме сдвига положения резонанса, наличие пленки диэлектрика увеличивает его ширину. Для сравнения на рис. 4 приведены теоретические зависимости коэффициента зеркально отраженного излучения от угла падения, рассчитанные для плоской волны. На рис. 3 и рис. 4 коэффициент отражения определен как отношение интенсивностей соответствующих волн.

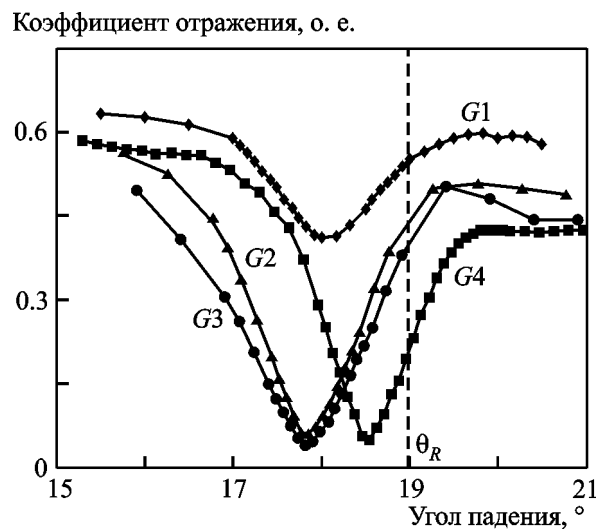


Рис. 3. Зависимость коэффициента зеркального отражения пучка от угла падения для решеток различной глубины, измеренная приемником с конечной апертурой

Коэффициент отражения, о. е.

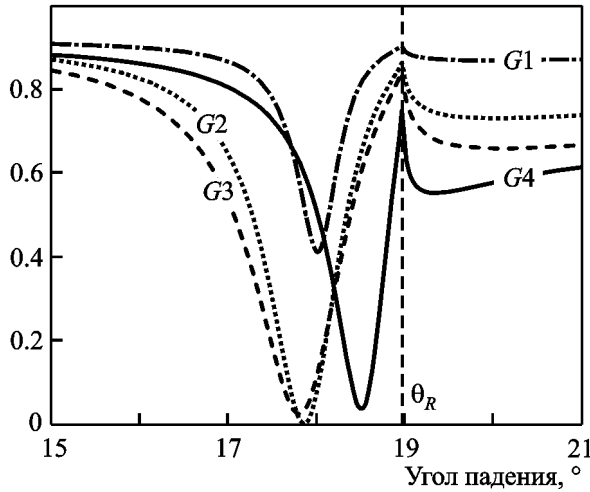


Рис. 4. Зависимость коэффициента зеркально отражения плоской волны от угла падения для решеток G1–G4 (теория)

Для анализа этих результатов приведем некоторые теоретические расчеты и оценки. Пусть на решетку с профилем  $z = \zeta(x) = \sum_n \zeta_n \exp(ingx)$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ,  $\zeta_0 = 0$  падает плоская  $p$ -поляризованная монохроматическая волна  $H^i(x, y) = H^i \exp(ik_x x + ik_z z)$ . Считая, что глубина канавок решетки мала, ( $k\zeta \sim g\zeta \sim b/d \ll 1$ ), и пользуясь модифицированной теорией возмущений [12, 13], можно найти амплитуды  $h_m \equiv H_m/H^i$  дифрагированных волн, где  $H_m$  – амплитуда волны  $m$ -го порядка:  $H_m(x, z) = H_m \exp(ik_{mx}x + ik_{mz}z)$ ,  $\text{Re} k_{mz} \leq 0$ ,  $\text{Im} k_{mz} \leq 0$ . Здесь нас будут интересовать амплитуды резонансной  $h_{-1}$  и зеркально отраженной  $h_0$  волн:

$$h_{-1} = \frac{i(1+R)[1 - \sin\theta(\sin\theta - \lambda/d)]k\zeta_{-1}}{\beta_{-1} + \xi + \Gamma_{-1}}, \quad (2)$$

$$h_0 = R \frac{(1+R)[1 - \sin\theta(\sin\theta - \lambda/d)]^2 |k\zeta_{-1}|^2}{(\cos\theta + \xi)(\beta_{-1} + \xi + \Gamma_{-1})}, \quad (3)$$

где  $R = (\cos\theta - \xi)/(\cos\theta + \xi)$  – френелевский коэффициент отражения от плоской границы;  $\beta_m = -k_{mz}/k$  – безразмерная  $z$ -компонента волнового вектора дифрагированной волны  $m$ -го порядка,  $\text{Re}\beta_m \geq 0$ ,  $\text{Im}\beta_m \geq 0$ ;  $\xi = \varepsilon^{-1/2}$  – поверхностный импеданс,  $\text{Re}\xi > 0$ ,  $\text{Im}\xi < 0$ ;

$$\Gamma_{-1} = \sum_{m \neq -1} [1 - (\sin\theta - \lambda/d)(\sin\theta + m\lambda/d)]^2 \times$$

$$\times |k\zeta_{m+1}|^2 / (\beta_m + \xi), \quad (4)$$

$\text{Re}\Gamma_{-1} > 0$ ,  $\text{Im}\Gamma_{-1} < 0$ . Величина  $\Gamma_{-1}$  определяет вклад в амплитуду резонансного поля  $H_{-1}$  от нерезонансных полей  $H_m$ , а также обратное перераспределение резонансной волны в  $H_m$ . Формально влияние этих перераспределений, приводящих к уширению и сдвигу резонанса, можно представить как перенормировку импеданса:  $\xi \rightarrow \xi + \Gamma_{-1}$ . Отметим также, что  $\Gamma_{-1}(\theta)$  является медленной функцией угла падения, поэтому для оценок вместо  $\Gamma_{-1}(\theta)$  можно использовать значение  $\Gamma_{-1}(\theta_R)$  в релеевской точке. Как отмечалось выше, профиль решеток, используемых в эксперименте, хорошо аппроксимируется полуэллипсами, так что на периоде  $-d/2 \leq x \leq d/2$

$$\zeta(x) = -\frac{\pi ab}{2d} + \begin{cases} b\sqrt{1-x^2/a^2}, & x \leq a; \\ 0, & x \geq a; \end{cases} \quad (5)$$

где постоянная составляющая обусловлена тем, что начало координат связано с нулевым средним уровнем профиля решетки. Коэффициенты Фурье  $\zeta_n = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} dx \zeta(x) \exp(ingx)$  разложения функции (5) равны

$$\zeta_n = \frac{b}{2|n|} J_1\left(\frac{2\pi|n|a}{d}\right), \quad \zeta_0 = 0, \quad (6)$$

где  $J_1(u)$  – функция Бесселя первого порядка.

Нетрудно убедиться в том, что при достаточно больших углах падения, т. е. в области  $(\theta - \theta_R) \sim \theta_R$ , величина  $\beta_{-1} \sim 1$  и амплитуда  $h_{-1} \sim k\zeta_{-1} \ll 1$ . Однако вблизи релеевского угла,  $|\theta_R - \theta| \ll \theta_R$ , величина  $|\beta_{-1}| \ll 1$ , причем при  $\theta < \theta_R$  величина  $\beta_{-1}$  является чисто мнимой,  $\beta_{-1} = i\sqrt{(\lambda/d - \sin\theta)^2 - 1}$ ,  $\text{Re}\beta_{-1} = 0$ , что отвечает возникновению неоднородной (поверхностной) волны. При этом выражение (2) для амплитуды волны  $h_{-1}$  приобретает характерный резонансный вид:

$$h_{-1} \sim \frac{g\zeta_{-1}}{(\beta_{-1}'' + \xi'' + \Gamma_{-1}'') + i(\xi' + \Gamma_{-1}')}, \quad (7)$$

$$\beta_{-1}'', \xi'', \Gamma_{-1}'' > 0, \quad \xi', \Gamma_{-1}' < 0,$$

где одним и двумя штрихами отмечены реальные и мнимые части соответствующих величин. Как видно из этого выражения, положение резонанса определяется условием

$$\beta_{-1}''(\theta_{res}) + \xi'' + \Gamma_{-1}'' = 0, \quad (8)$$

а его ширина – величиной  $\xi' + \Gamma_{-1}'$ . Из выражений (2)–(3) следует, что при выполнении условия (8) амплитуда рассеянной волны  $h_{-1}$  существенно возрастает, а амплитуда зеркально отраженной волны  $h_0$  уменьшается, т. е. происходит перераспределение энергии падающей волны между этими двумя каналами. Это явление известно как плазмон-поляритонный (вудовский) резонанс. Как следует из (8), угол падения  $\theta = \theta_{res}$ , который соответствует максимуму резонансной кривой (7) и, следовательно, минимуму зеркального отражения (см. (2)), равен:

$$\theta_{res} = \arcsin \left[ \frac{\lambda}{d} - \sqrt{1 + (\xi'' + \Gamma_{-1}'')^2} \right]. \quad (9)$$

Здесь и в последующих формулах  $\Gamma_{-1}$  берется в релеевской точке:  $\Gamma_{-1} = \Gamma_{-1}(\theta_R)$ .

Расчитанное по формуле (9) значение  $\theta_{res}$  находится в хорошем соответствии с данными измерений для чистой решетки G4 (без диэлектрической пленки). Сравнивая (9) с (1), мы видим, что  $\theta_{res} < \theta_R$ . Таким образом, соотношение (9) уточняет положение резонанса по сравнению с оценкой (1), которая, определяет условие скольжения дифрагированной волны –1-го порядка вдоль поверхности. Ширина  $\delta\theta$  резонанса может быть найдена из выражения (2) для квадрата амплитуды  $h_{-1}$ . Определяя  $\delta\theta$  по уровню 0.5 величины  $|h_{-1}(\theta_{res})|^2$ , получим:

$$\delta\theta = \frac{2(\xi' + \Gamma_{-1}') |(\xi'' + \Gamma_{-1}'')|}{\cos \theta_R}. \quad (10)$$

Из (10) можно найти, что ширина резонанса для чистой решетки  $\delta\theta = 0.72^\circ$ , в то время как ее экспериментальное значение  $\delta\theta^{exp} = 1.15^\circ$ . По-видимому, большая ширина резонанса, наблюдаемого в эксперименте, связана с расходимостью падающего пучка ( $\Delta\theta \approx 0.92^\circ$ ).

Как следует из результатов измерений, приведенных на рис. 3, наличие пленки диэлектрика на поверхности полупроводниковой решетки приво-

дит к уширению и сдвигу положения резонанса. Такое же влияние на эти параметры оказывает нанесение рельефа на поверхность, что формально можно учесть перенормировкой импеданса (см. замечание после формулы (4)). Если считать, что эффекты, вызванные созданием рельефа и нанесением пленки, действуют независимо, то, используя дисперсионные соотношения для плазмон-поляритонов на плоской поверхности со слоем диэлектрика толщиной  $l$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_d$ , можно найти соответствующую перенормировку импеданса:

$$\xi \rightarrow \tilde{\xi} = \xi + G, \quad (11)$$

$$G = -ikl \frac{(\epsilon - \epsilon_d)(\epsilon_d - 1)}{\epsilon \epsilon_d}.$$

Выражение (11) получено в предположении, что набег фазы на толщине пленки мал:  $\sqrt{|\epsilon_d - 1|}kl \ll 1$ . Если  $|\epsilon| \gg \epsilon_d > 1$ , то  $\text{Re}G > 0$ ,  $\text{Im}G < 0$ , так что  $G$  оказывает такое же влияние на ширину и положение резонанса, что и  $\Gamma_{-1}$ . Таким образом, при решении задачи дифракции учесть влияние названных факторов можно, заменив сумму  $\beta_{-1} + \xi + \Gamma_{-1}$  в знаменателе в формулах (2), (3) для полей  $h_{-1}$ ,  $h_0$  на  $\beta_{-1} + \xi + \Gamma_{-1} + G$ . Соответственно изменятся и выражения для положения и ширины резонанса: вместо (9) и (10) получаем соответственно

$$\theta_{res} = \arcsin \left[ \frac{\lambda}{d} - \sqrt{1 + (\tilde{\xi}'' + \Gamma_{-1}'' + G'')^2} \right], \quad (12)$$

$$\delta\theta = \frac{2(\xi' + \Gamma_{-1}' + G') |(\tilde{\xi}'' + \Gamma_{-1}'' + G'')|}{\cos \theta_R}. \quad (13)$$

Приведем численные оценки этих величин. В условиях нашего эксперимента  $\xi(337 \text{ мкм}) = 0.021 - 0.1i$ ,  $G = 0.0008 - 0.071i$ ,  $\Gamma_{-1}(19^\circ) = 0.004 - 0.007i$ ,  $0.021 - 0.019i$ ,  $0.031 - 0.024i$  в соответствии с (4), (6) для трех исследованных решеток. Мнимые части этих величин определяют сдвиг резонанса в соответствии с формулой (12). При этом сдвиг резонанса, вызванный пленкой диэлектрика, составляет  $\sim 0.6^\circ \div 0.7^\circ$  в зависимости от глубины решетки, и он значительно превышает сдвиг, вызванный рельефом. Значение сдвига, вычисленное по формуле (13), соответствует данным эксперимента.

Действительные части  $\xi$ ,  $\Gamma_{-1}$ ,  $G$  ответственны за потери: диссипативные ( $\xi'$ ,  $G'$ ) или радиационные ( $\Gamma'_{-1}$ ), вызванные дифракцией на решетке, – и, следовательно, определяют ширину резонанса. Вклад пленки в поглощение является опосредованным, поскольку сама по себе она прозрачна ( $\text{Im}\epsilon_d = 0$ ). Однако из-за того что ее наличие способствует лучшей локализации поля у поверхности полупроводника, это приводит к большему поглощению излучения собственно самой решеткой, в результате чего растет и ширина резонанса. Так, для наиболее глубокой решетки, покрытой слоем диэлектрика, ширина резонанса составляет около  $1.03^\circ$ , а для чистой решетки той же глубины –  $0.72^\circ$ , в то время как соответствующие измеренные значения равны  $1.52^\circ$  и  $1.15^\circ$ .

## Выводы

Выполнены экспериментальные исследования подавления зеркального отражения при дифракции терагерцевого излучения HCN-лазера на периодической поверхности InSb в условиях плазмон-поляритонного резонанса. Исследована зависимость положения и ширины резонанса от глубины рельефа и наличия пленки диэлектрика на поверхности полупроводника. Показано, что ширина резонанса увеличивается с ростом глубины рельефа. Пленка диэлектрика, нанесенная на поверхность полупроводника, заметно сдвигает резонанс в сторону меньших углов падения (при резонансе –1-го порядка) и определенным образом увеличивает его ширину. Приближенная теория, основанная на перенормировке импеданса, удовлетворительно описывает сдвиг резонанса, вызванный наличием рельефа и пленки диэлектрика на поверхности полупроводника, однако влияние этих факторов на ширину резонанса эта теория описывает лишь качественно. Наблюдаемые отличия расчетных и экспериментальных данных вызваны, по-видимому, расходимостью падающего пучка, которая не учитывается в рамках предложенной теории.

Авторы выражают глубокую благодарность А. В. Поликарпову, В. Г. Яковлеву и Н. И. Дмитрюкову за помощь в создании экспериментальной

установки и проведении измерений, а также В. В. Борцову и В. М. Лисаченко за создание системы автоматической регистрации экспериментальных данных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Raether H.* Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. – Berlin: Springer, 1988. – 136 p.
2. *Maier S. A.* Plasmonics: Fundamentals and Applications. – New York: Springer, 2007. – 223 p.
3. *Palik E. D.*, editor. Handbook of Optical Constants of Solids II. – Boston: Academic Press, 1991. – 1096 p.
4. *Gómez Rivas J., Kuttge M., Haring Bolivar P., Kurz H., and Sánchez-Gil J. A.* Propagation of Surface Plasmon Polaritons on Semiconductor Gratings // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 93, Is. 25 – id. 256804(4).
5. *Kuttge M., Kurz H., Gómez Rivas J., Sánchez-Gil J. A., and Haring Bolivar P.* Analysis of the propagation of terahertz surface plasmon polaritons on semiconductor groove gratings // *J. Appl. Phys.* – 2007. – Vol. 101, Is. 2. – id. 023707(6).
6. *Balakhonova N. A., Kats A. V., and Gavrikov V. K.* On resonance diffraction of high frequency radiation at periodically corrugated semiconductor interfaces // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91, Is. 11. – id. 113102(3).
7. *Spevak I. S., Timchenko M. A., Gavrikov V. K., Shulga V. M., Feng J., Sun H.-B., and Kats A. V.* High quality resonances for terahertz radiation diffraction at periodically corrugated semiconductor interfaces // *Appl. Phys. B.: Lasers Opt.* – 2011. – Vol. 104, Is. 4. – P. – 925–930.
8. *Timchenko M. A., Gavrikov V. K., Kamenev Y. Y., Spevak I. S., Shulga V. M., and Kats A. V.* Suppression of specular reflection under surface plasmon-polariton resonance // *Proc. the 5-th Int. Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics.* – Barcelona (Spain). – 2011. – P. 89.
9. *Kaminov I. P., Mammel W. L., and Weber H. P.* Metal-clad waveguides: analytical and experimental study // *Appl. Opt.* – 1974. – Vol. 13, Is. 2. – P. 396–405.
10. *Saxler J., Gómez Rivas J., Janke C., Pellemans H. P., Haring Bolivar P., and Kurz H.* Time-domain measurements of surface plasmon polaritons in the terahertz frequency range // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. 69, Is. 25. – id. 155427(4).
11. *Schmittenmaer C. A.* Exploring Dynamics in the Far-Infrared with Terahertz Spectroscopy // *Chem. Rev.* – 2004. – Vol. 104, Is. 4. – P. 1759–1780.
12. *Kats A. V. and Spevak I. S.* Analytical theory of resonance diffraction and transformation of light polarization // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 65, Is. 19. – id. 195406(9).
13. *Kats A. V., Spevak I. S., and Balakhonova N. A.* Energy redistribution and polarization transformation in conical mount diffraction under resonance excitation of surface waves // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 76, Is. 7. – id. 075407(27).

*I. S. Spevak*<sup>1</sup>, *M. O. Tymchenko*<sup>2</sup>, *V. K. Gavrikov*<sup>3</sup>,  
*Ю. Ю. Каменєв*<sup>1</sup>, *В. М. Шульга*<sup>3</sup>, *Х.-Б. Сан*<sup>4</sup>,  
*Дж. Фенг*<sup>4</sup>, *О. В. Кац*<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут радіофізики та електроніки  
ім. А. Я. Усикова НАН України,  
вул. Ак. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

<sup>2</sup> Факультет електротехніки та обчислювальної техніки,  
Техаський університет в Остіні,  
Остін, TX 78712, США

<sup>3</sup> Радіоастрономічний інститут НАН України,  
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

<sup>4</sup> Університет Джилін,  
вул. Кьянджин, 2699, Чангчун 130012, Китай

#### ВПЛИВ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ НАПІВПРОВІДНИКА ТА ПАРАМЕТРІВ ПРОФІЛЮ ПЕРІОДИЧНОЇ ПОВЕРХНІ НА СТРУКТУРУ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННОГО РЕЗОНАНСУ У ТЕРАГЕРЦОВОМУ ДІАПАЗОНІ

Наводяться результати експериментальних і теоретичних досліджень заглушення дзеркального відбиття у дифракції на ґратці InSb терагерцового випромінювання HCN-лазера в умовах плазмон-поляритонного резонансу. Досліджено залежність положення резонансу та його ширини від глибини штрихів ґратки. Показано, що діелектрична плівка, нанесена на поверхню ґратки, збільшує ширину резонансу та зсуває його максимум відносно точки Релея. Теоретичні оцінки, які ґрунтуються на резонансній теорії дифракції, добре узгоджуються з експериментальними результатами, що дозволяє досліджувати вплив параметрів задачі на характеристики резонансу.

*I. S. Spevak*<sup>1</sup>, *M. O. Tymchenko*<sup>2</sup>, *V. K. Gavrikov*<sup>3</sup>,  
*Y. Y. Kamenev*<sup>1</sup>, *V. M. Shulga*<sup>3</sup>, *H.-B. Sun*<sup>4</sup>,  
*J. Feng*<sup>4</sup>, and *A. V. Kats*<sup>1</sup>

<sup>1</sup> O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
12, Akad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

<sup>2</sup> Department of Electrical and Computer Engineering,  
The University of Texas at Austin,  
Austin, TX 78712, USA

<sup>3</sup> Institute of Radio Astronomy, National Academy  
of Sciences of Ukraine,  
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

<sup>4</sup> Jilin University,  
2699 Qianjin St., Changchun 130012, China

#### INFLUENCE OF OPTICAL PROPERTIES OF A SEMICONDUCTOR AND A PERIODIC STRUCTURE PROFILE ON THE SURFACE PLASMON-POLARITON RESONANCE IN THE TERAHERTZ RANGE

The results of experimental and theoretical studies of specular reflection suppression in diffraction of HCN-laser terahertz radiation on InSb grating under surface plasmon-polariton resonance condition are presented. Dependence of the resonance position and its width is investigated vs. grating depth. The dielectric film deposited on the grating surface is shown to increase the resonance width and shift its maximum away from the Rayleigh point. The resonance diffraction theory presented agrees well with the experimental results, thus allowing to investigate the influence of problem parameters on the resonance characteristics.

*Статья поступила в редакцию 13.11.13*