

Ближнепольная сверхвысокочастотная микроскопия

А.Н. Резник

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород.
e-mail: reznik@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Ближнепольная (БП) микроскопия – это способ диагностики, разрешающая способность которого не зависит от рабочей длины волны устройства λ , а определяется размером апертуры зонда D . Уже к концу 1990-х были созданы БП микроскопы (БПМ) микронного и субмикронного разрешения. В самое последнее время появились первые образцы БПМ, имеющие $D \sim 30$ нм. Для приборов диапазона СВЧ соотношение D/λ составляет $10^{-5} - 10^{-6}$, т.е. устройства обладают «глубоким» субволновым разрешением. Важно, что БП микроскопия это бесконтактная неразрушающая диагностика. Наибольшие перспективы применения БПМ связывают с твердотельной микро- и нано-электроникой, хотя, соответствующие методы интересны также для материаловедения, дефектоскопии, медицины, фундаментальных исследований и др.

Принцип. Субволновое разрешение многим кажется недостижимым в принципе. Еще Рэлей в конце 19-го века установил, что разрешающая способность микроскопа Δx не может превышать $\lambda/2$. Критерий Рэля это одна из иллюстраций принципа Гейзенберга, связывающего точность определения местоположения Δx фотона с неопределенностью соответствующей проекции его импульса Δp_x соотношением $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq 2\pi\hbar$, где \hbar - постоянная Планка. Согласно дисперсионному уравнению, волновое число $k=k_0=2\pi/\lambda$ есть величина постоянная для волны заданной λ . Поэтому при рассеянии фотонов в максимальном диапазоне углов имеем $0 \leq \Delta k_x \leq k_0$. Учитывая, что $p_x = \hbar k_x$, получим $\Delta x \geq \lambda/2$, т.е. возможность достижения разрешения $\Delta x \ll \lambda$, казалось бы, противоречит одному из основных физических законов. Однако приведенные рассуждения справедливы для обычных фотонов, потоки которых создают электромагнитные волны. Надо учесть, что дисперсионное соотношение $k=k_0$ выполняется в трехмерном пространстве, где $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, тогда как соотношение неопределенности справедливо для каждой из x, y, z -компонент векторов координаты и импульса. Пусть $k_y=0$, а $k_z=i\gamma$. В этом случае $k_x = \sqrt{k_0^2 + \gamma^2}$ теперь уже больше k_0 . Значения γ не ограничены, поэтому $\Delta k_x \approx \gamma$, если $\gamma \gg k_0$. Подставляя в соотношение неопределенности максимальную величину Δk_x , имеем $\Delta x \geq 2\pi/\gamma$. Видим, что разрешающая способность оказывается сколь угодно высокой - $\Delta x \ll \lambda$. Таким виртуальным фотонам в классической физике соответствуют электромагнитные поля, называемые эванесцентными (или прижатыми). Если создать на плоскости $z=0$ переменное электрическое поле с

амплитудой $E(x)=E_0 \exp(ik_x x)$, где $k_x = \gamma \gg k_0$, то это поле не будет распространяться вдоль координаты z в виде бегущей волны, а будет экспоненциально спадать, как $E(z)=E_0 \exp(-\gamma z)$. Масштаб изменения поля с расстоянием от источника $\delta = \gamma^{-1} \ll \lambda$, т.е. поле локализовано вблизи источника, откуда его другое название – ближнее.

Источником БП является антенна с апертурой $D \ll \lambda$. В СВЧ диапазоне такие антенны практически не применяются в качестве излучателей волн из-за низкой эффективности. Большая часть энергии генератора поглощается в подводящих цепях, и лишь малая ее доля преобразуется в излучение. Что же касается БПМ, то его волновая излучательная способность значения не имеет, поэтому микро-антенны идеально подходят в качестве источников БП. Устройство БПМ схематически показано на рис.1. Антенна микроскопа окружена оболочкой из БП. Если в эту область поместить контрастный объект, то регистрирующим прибором будет зафиксирован отклик. Размер области локализации поля примерно равен D , что и определяет разрешение.

Уточним понятие отклика БПМ. Если запитать антенну, непосредственно через волновод от генератора, коэффициент отражения Γ системы будет близок к 1. Реакция на объект сведется к отклонению Γ от 1 не более чем в 3-4-ом знаке после запятой, что довольно трудно зарегистрировать. Если же подключить антенну к генератору через согласующее устройство, то можно добиться очень малого отражения от входа $\Gamma \sim 10^{-4} - 10^{-5}$. Выполнить это удастся на определенной (резонансной) частоте f_0 , т.е. согласующее устройство вместе с антенной является резонатором. Если диэлектрическая ϵ или магнитная μ проницаемость исследуемого образца неоднородна, то в процессе сканирования антенной, за счет возмущения ближнего поля, входной импеданс антенны Z будет меняться. Это приведет к искажению частотной характеристики микроскопа в виде сдвига резонансной частоты на $\Delta f = f - f_0$, изменения добротности ΔQ и рассогласования $\Delta \Gamma$. Измерение параметров Δf , ΔQ , $\Delta \Gamma$ и есть регистрация отклика БПМ.

Пример устройства. Достаточно современный прибор диапазона $\lambda = 7,5$ см ($f_0 = 4$ ГГц), производства фирмы Solid State Measurements Inc. (США),

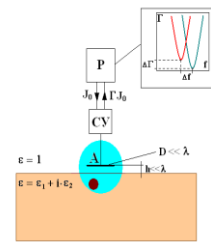


Рис.1. Схема БПМ. На вставке – частотный отклик в отсутствие (синий) и при наличии (красный) контрастного объекта.

практикой. Новшество состоит в том, что в микроскопии применяются антенны микронных и субмикронных размеров, по своим функциональным качествам и конструктивным особенностям мало похожие на традиционные СВЧ антенны. Кроме того, в теории антенн основное внимание уделялось их излучательным характеристикам, которые не представляют интереса для микроскопии. Наконец, излучение

Экспериментальной проверке теории посвящена работа [4], где использован микроскоп, показанный на рис.2. В качестве тестовых структур взяты диэлектрические пленки окиси кремния ($\epsilon=3,93$), нанесенные на проводящие подложки из низкоомного кремния. Толщина пленок $d=0,1-1,5$ мкм. Для каждой структуры измерялись и рассчитывались зависимости $\Delta f(h)$, примеры которых представлены на рис.4. Можно видеть

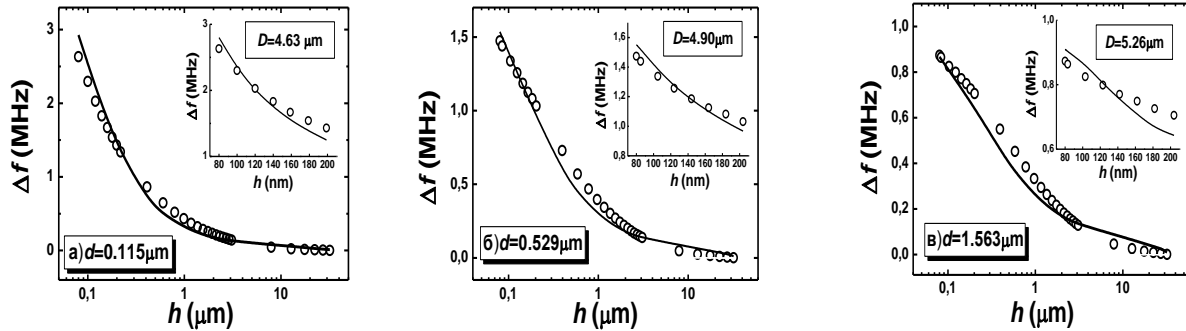


Рис.4. Результаты расчетов (сплошные кривые) и измерений (значки) зависимостей $\Delta f(h)$ для диэлектрических пленок различной толщины d . На вставках – те же зависимости в диапазоне высот $h = 80 - 200$ нм. Расчеты выполнены при оптимальном для каждого образца значении параметра D .

антенн обычно рассматривалось в однородной окружающей среде. В микроскопии теория должна позволять рассчитывать отклик устройства на некоторый объект (неоднородность), помещенный в ближнюю зону антенны. Таким образом, необходим расчет антенны в неоднородном окружении.

Построение общей теории для произвольного 3D-объекта невозможно, т.к. соответствующая дифракционная задача не имеет решения. Исключение составляет слабоконтрастная среда, где $\epsilon(\mathbf{r})=\epsilon_0+\Delta\epsilon(\mathbf{r})$, причем $\Delta\epsilon\ll\epsilon_0$. Для контрастного объекта специальной формы (сферической) решение также получено. На этом пути изучены важные характеристики БПМ – разрешающая способность, чувствительность и др. [2,3]. Указанные результаты не исчерпывают, однако, проблему количественной характеристики 3D-объектов.

Диагностика одномерных структур $\epsilon=\epsilon(z)$ допускает построение общей теории. Отметим, что одномерными мы называем структуры, имеющие размеры латеральных неоднородностей $L\gg D$. Метод расчета базируется на известном решении задачи распространения плоской волны в слоистой среде. Этот подход обобщен нами в [1] на антенны микроскопов, излучающие не только волновые, но также и квазистатические (ближние) поля. Создан компьютерный алгоритм, позволяющий вычислить комплексный импеданс антенны Z для произвольного профиля $\epsilon(z)$. Антенна включена в качестве нагрузки Z в цепь согласующего резонатора. Расчет резонатора дает частотный отклик БПМ для заданной функции $\epsilon(z)$, по которому вычисляются информативные параметры f_0 , Q , Γ и их вариации, обусловленные изменением $\epsilon(z)$.

достаточно хорошее соответствие результатов при правильном выборе параметра D в расчетах, причем оптимальное значение D , как выяснилось, зависит от характеристик тестируемой структуры. Среднее значение $D\approx 5$ мкм, как и следовало ожидать, близко к геометрическому размеру апертуры зонда.

Метод. На базе развитой теории разработан метод бесконтактного неразрушающего определения сопротивления R_{sh} полупроводниковых пленок, напыляемых на диэлектрическую подложку [12]. Экспериментальные исследования выполнены при помощи резонансного зонда диапазона 3 ГГц с апертурой ~ 1 мм. В качестве тестовых структур взяты n-GaN пленки толщиной 0,4-2 мкм с $R_{sh} = 0,03-15$ К Ω , выращенные на сапфировой подложке. Для определения «подгоночных» параметров теоретической модели мы использовали универсальную систему калибровочных эталонов – объемно однородные пластины кремния различной степени легирования. Точность метода оценена путем сравнения данных БП тестирования с измерениями R_{sh} на постоянном токе по методу Ван-дер-Пау. Средняя точность определения R_{sh} оказалась не хуже 20%.

Томография. Электромагнитная томография – это восстановление трехмерных пространственных распределений проницаемостей ϵ/μ по данным дистанционного зондирования. БПМ дает двумерные изображения путем сканирования поверхности объекта. По глубине z формируется интегральный отклик, содержащий информацию об осредненных проницаемостях в интервале $0<z<\delta$. Таким образом, задача БП томографии (БПТ) – восстановление глубинных профилей $\epsilon(z)/\mu(z)$.

Идея БПТ восходит к нашей работе [5]. Принцип БПТ иллюстрирует рис.5. Глубиной зондирования δ можно управлять, варьируя параметры БПМ – например, размер D , или частоту f_0 . Проводя измерения с разных глубин δ_i ($i = 1, 2, \dots, N$), можно восстановить профиль $\epsilon(z)$ (пусть $\mu=1$). Это достигается путем решения обратной задачи в рамках теории, устанавливающей связь между данными измерений и профилем $\epsilon(z)$. Первоначально, БПТ была продемонстрирована нами для слабо неоднородных одномерных сред [5]. Построение теории [1], не накладывающей ограничений на профиль $\epsilon(z)$, позволило распространить БПТ на сильноконтрастные структуры. Обратные задачи БПТ являются математически некорректными и нелинейными. Для стабилизации решения разработан компьютерный алгоритм, минимизирующий специальным образом организованный функционал «невязки» с использованием априорной информации об искомом профиле [6].

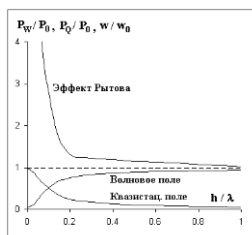


Рис.7. Принимаемая мощность P и плотность энергии w , как функции расстояния до излучающей поверхности.

Перспективы БПТ мы связываем, в частности, с определением проводимости $\sigma(z)$ полупроводниковых нано-структур, которая при некоторых условиях может быть пересчитана в профиль концентрации свободных носителей заряда $N(z)$. Профилометрия $\sigma(z)$, $N(z)$ – важная проблема полупроводниковых технологий, возникающая при селективном легировании, изготовлении проводящих структур и др. Перепады N и σ при этом составляют 3-5 порядков на масштабах 10-100 нм. Возможности БПТ видны из результатов компьютерного моделирования [6] на рис.6. Система зондов с апертурами $D=3-15$ мкм обеспечивает восстановление профилей с разрешением по глубине ~ 10 нм. По нашим оценкам, БПМ – это единственный прибор, потенциально способный решить проблему профилометрии $N(z)$ в полупроводниках бесконтактно, без разрушения, с нанометровым разрешением.

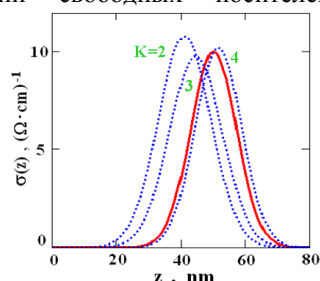


Рис.6. Восстановление профиля $\sigma(z)$ системой из $K=2, 3, 4$ зондов. Параметры зондов $f_0=90$ ГГц, $D_{1-4} = 3, 5, 10, 15$ мкм.

Интересен для БПТ экспериментально обнаруженный и интерпретированный нами в [7] эффект, согласно которому антенна БПМ имеет две характерных глубины зондирования – ближнюю – δ_x и дальнюю – δ_r . Различным информативным

параметрам БПМ отвечают разные глубины: частоте $f_0 - \delta_x$, добротности $Q - \delta_r$. В результате, простые монотонные профили $\sigma(z)$ могут быть восстановлены по измерениям одним зондом фиксированного размера D .

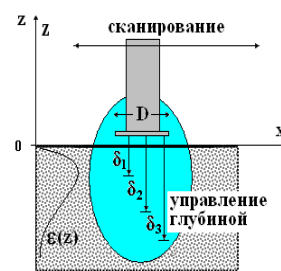


Рис.5. Принцип БПТ

Моделирование восстановления такого профиля – $\sigma(z)$ легированной полупроводниковой пленки на высокоомной подложке, выполнено в [6].

Радиометрия. Имеет дело с волновым электромагнитным полем теплового происхождения, излучаемым нагретыми телами. Ближняя (квазистационарная) компонента теплового поля (КТП) теоретически предсказана С.М.Рытовым в 1950-е годы. Им же показано резкое возрастание интенсивности КТП вблизи поверхности излучающего тела. Развитие в 1970-е годы контактной радиометрии, казалось бы, должно было привести к экспериментальному обнаружению КТП, чего не случилось. Парадокс разрешился в результате исследования взаимодействия КТП с приемной антенной. Выяснилось [8], что принимаемая антенной мощность, складывающаяся из ближнеполевой (P_Q) и волновой (P_W) компонент, в сумме не превышает Планковскую интенсивность P_0 (см. рис.7). При условиях: $D/\lambda \ll 1$, $h/\lambda \ll 1$, имеем $P_Q \gg P_W$. Несмотря на это, КТП не может быть зарегистрировано по измерениям мощности, принимаемой от однородно нагретого тела, т.к. $P_Q + P_W = P_0$.

Характерный параметр теплового поля – глубина выхода δ из излучающей среды. Для волнового поля в проводящих средах это толщина скин-слоя $\delta_w = \delta_{sc}$. Для КТП, как выяснилось, глубина δ_Q зависит от параметров приемной антенны D , h , причем $\delta_Q(D, h) < \delta_{sc}$. Указанное обстоятельство использовано нами для экспериментальной регистрации КТП. При $\lambda=30$ см измерялась яркостная температура T_y неоднородно нагретой воды [9], которая есть продукт осреднения физической

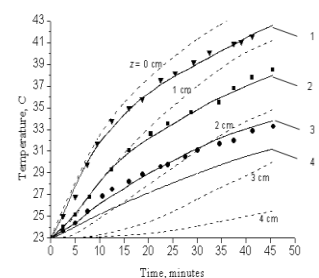


Рис.8. Динамика T_y по измерениям различными антеннами. $D=6$ (1); 20 (2); 52 мм (3); $D \rightarrow \infty$ (4).

температуры $T(z)$ в интервале $0 < z < \delta$. Результаты измерения временной динамики $T_y(t)$ воды, нагреваемой с поверхности, показывают (рис.8), что с уменьшением размера антенны D уменьшается глубина δ (вклад в T_y более глубоких (холодных) слоев воды падает), что свидетельствует о возрастающем вкладе КТП в

регистрируемый сигнал. Подобный эффект, сначала обнаруженный в [10,11], стал первым экспериментальным свидетельством реальности КТП.

Описанное явление было положено в основу метода определения глубинного профиля температуры $T(z)$. Ранее эта обратная задача решалась для проводящих сред по измерениям теплового излучения на нескольких λ - использовалась зависимость $\delta_{sc}(\lambda)$. Измерение КТП дает новые способы управления глубиной δ , за счет зависимости $\delta_Q(D, h)$. На рис.10 представлены примеры восстановления профилей $T(z)$ в некоторые моменты t по данным измерений тремя антеннами на рис.9. Предложенный метод термометрии может найти применение в медицине.

Проблема БП радиометрии – эффективность (КПД) антенн малых электрических размеров. В процессе наших исследований применялись антенны с $D/\lambda > 2 \cdot 10^{-2}$, имевшие КПД $> 0,5$. С уменьшением размера антенн КПД неизбежно будет падать, что затруднит измерение КТП. Поэтому вопрос о возможности использования БПМ в радиометрии остается открытым.

Заключение. В настоящее время БП микроскопия это динамично развивающаяся область науки и техники. Большинство важных результатов не отражено в данном кратком изложении. Затронуты лишь некоторые проблемы, по которым проводились наши основные исследования. Ряд актуальных направлений, где автором также велась работа (нелинейная микроскопия, применения БПМ в медицине, акустическая БП локация), здесь не освещен.

Список литературы

1. *A.N.Reznik, N.V.Yurasova.* Electrodynamics of microwave near-field probing: Application to medical diagnostics // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. 114701.
2. *М.А.Галин, А.Н.Резник.* Ближнепольная сверхвысокочастотная локация объекта сферической формы // РЭ. 2009. Т.54, №3. С.275-285.

3. *М.А.Галин, А.Н.Резник.* Дифракция квазистатического поля антенны на шаре в задачах ближнепольной сверхвысокочастотной локации // РЭ. 2010. Т.55, №7. С.785-796.

4. *A.N.Reznik, V.V.Talanov.* Quantitative model for near-field scanning microwave microscopy: Application to metrology of thin film dielectrics // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79, № 11. 113708.

5. *А.Н.Резник, Н.В.Юрасова.* Ближнепольная СВЧ томография биологических сред // ЖТФ. 2004. Т. 74, № 4. С. 108-116.

6. *A.N.Reznik, I.A.Shereshevsky, N.K.Vdovicheva.* The near-field microwave technique for deep profiling of free carrier concentration in semiconductors. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. 094508.

7. *А.Н.Резник, И.А.Шерешевский, Н.К.Вдовичева.* Радиационные эффекты в ближнепольной сверхвысокочастотной диагностике // РЭ. 2008. Т. 53, № 6. С. 656-664.

8. *А.Н.Резник, Н.В.Юрасова.* Эффекты квазистационарного теплового поля в контактной радиометрии // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 12. С. 1039-1045.

9. *A.N.Reznik, V.L.Vaks, N.V.Yurasova.* Quasistationary field of thermal emission and near-field radiometry // Phys. Rev. E. 2004. V. 70, № 5. 056601.

10. *К.П.Гайкович, А.Н.Резник.* Эффект ближнего поля теплового радиоизлучения // П. ЖЭТФ. 2000. Т.72, № 11. С. 792-796.

11. *К.П.Гайкович, А.Н.Резник, V.L.Vaks, N.V.Yurasova.* New effect in near-field thermal emission // Phys. Rev. Lett. 2002. V.88. № 10. 104302.

12. *A.N.Reznik, E.V.Demidov.* Quantitative determination of sheet resistance of semiconducting films by microwave near-field probing // J. Appl. Phys. 2013 (accepted).

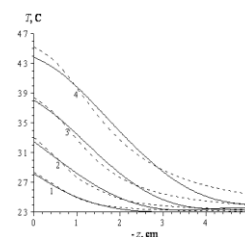


Рис.9. Восстановленные профили $T(z)$.