

Форма линии магнитного резонанса в анизотропных сверхпроводниках в наклонных магнитных полях

© С.А. Ефремова, Ю.Н. Прошин, С.Л. Царевский

Казанский государственный университет,
420008 Казань, Россия

(Поступила в Редакцию 11 августа 1997 г.
В окончательной редакции 23 декабря 1997 г.)

Построена форма линии ЯМР в анизотропных сверхпроводниках II рода в наклонных магнитных полях с учетом изменения неоднородности магнитного поля вихревой решетки и скин-эффекта вблизи поверхности сверхпроводника. Показано, что параметры линии ЯМР значительно меняются при изменении направления внешнего магнитного поля. Это дает возможность получить более подробные сведения о параметрах сверхпроводника, в частности, о параметре анизотропии сверхпроводника.

1. Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) широко используется для исследования свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). При интерпретации формы линии ЯМР необходимо учитывать следующие три важных обстоятельства: во-первых, однородную ширину линии, во-вторых, неоднородность локального магнитного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ в сверхпроводнике, в-третьих, особенности проникновения переменного СВЧ магнитного поля в сверхпроводник. Поскольку переменное электромагнитное поле проникает в сверхпроводник на глубину $\sim \lambda$ (λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник) [1], то необходимо учитывать неоднородность магнитного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ в узкой приповерхностной области сверхпроводника. Однако неоднородность магнитного поля вихревой решетки в приповерхностной области сверхпроводника II рода значительно отличается от неоднородности $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ в толще сверхпроводника [2]. В работе [3] построена форма линии ЯМР в сверхпроводниках II рода с учетом реального изменения неоднородности магнитного поля вихревой решетки вблизи поверхности сверхпроводника и показано, что учет этих изменений значительно изменяет параметры линии ЯМР. Учет поверхностных эффектов может существенно изменить выводы относительно типа вихревой решетки и параметров сверхпроводника, которые обычно извлекают из анализа формы линии ЯМР [4]. Форма линии ЯМР в ВТСП построена в [3] с учетом поверхностных эффектов для случая, когда внешнее однородное магнитное поле \mathbf{H} направлено по нормали к поверхности сверхпроводника и параллельно оси \mathbf{c} сверхпроводника. Поскольку ВТСП сильно анизотропны, то представляет интерес рассмотреть изменения параметров линии ЯМР в наклонных к поверхности сверхпроводника внешних магнитных полях. В настоящей работе проведен расчет формы линии ЯМР с учетом поверхностных эффектов в зависимости от угла θ между нормалью к поверхности сверхпроводника и направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Показано, что форма линии существенно изменяется для различных θ .

2. Рассмотрим анизотропный сверхпроводник II рода, занимающий полупространство $z < 0$ во внешнем маг-

нитном поле \mathbf{H} , направленном под углом θ (θ — угол между вектором \mathbf{H} и осью \mathbf{z}). Положим также, что ось \mathbf{z} параллельна оси \mathbf{c} сверхпроводника. При условии, что $H_{c1} < H < H_{c2}$ ($H_{c1,c2}$ — первое и второе критические поля), локальное магнитное поле $\mathbf{h}(\mathbf{r}, \theta)$ проникает в сверхпроводник в виде квантованных вихрей Абрикосова, становится резко неоднородным и имеет ближний порядок в общем случае анизотропной вихревой решетки, период которой определяется величиной H . Поле $\mathbf{h}(\mathbf{r}, \theta)$ можно представить в виде ряда Фурье по обратным векторам решетки \mathbf{G} . В работе [5] на основе решения уравнений Лондонов с использованием соответствующих граничных условий получены аналитические выражения для фурье-компонент локального магнитного поля как функции от z и θ — $\mathbf{h}_{\mathbf{G}}(z, \theta)$. Карту магнитного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r}, \theta)$ в сечениях $z = \text{const}$ для определенного значения θ можно восстановить, суммируя ряд Фурье с использованием значений $\mathbf{h}_{\mathbf{G}}(z, \theta)$. Следующий шаг вычислений — определение функции распределения $\rho(h, z, \theta)$ локального магнитного поля $h = |\mathbf{h}|$ в элементарной ячейке вихревой решетки для тонкого по сравнению с λ слоя, отстоящего на z от поверхности сверхпроводника. Функция $\rho(h, z, \theta)$ определялась подсчетом относительного числа точек в плоскости (x, y) элементарной ячейки вихревой решетки, для которых величина локального магнитного поля лежит в пределах от h до $h+dh$ ($dh = (H-h_{\min})/100$, где $H = 2$ — внешнее поле; значение минимального поля в сверхпроводнике $h_{\min} = 1.8767$ определялась на глубине $z = -5.0$ (режим "bulk"). Крыльям функции соответствует максимум магнитного поля, находящийся в центре вихря, и минимум в долине рельефа распределения поля, а пики функции соответствуют седловым точкам. Для анализа $\rho(h, z, \theta)$ использованы карты распределения магнитного поля для различных расстояний от поверхности z и углов θ . Элементарная ячейка вихревой решетки разбивается на 512×512 точек, в которых вычисляется $\mathbf{h}(\mathbf{r}, \theta)$. В качестве примера на рис. 1 представлены функции $\rho(h, z, \theta)$ для некоторых значений z и θ . Здесь и далее используются безразмерные единицы: расстояние измеряется в единицах λ , а магнитное поле — в единицах Φ_0/λ^2 , где Φ_0 — квант магнитного потока.

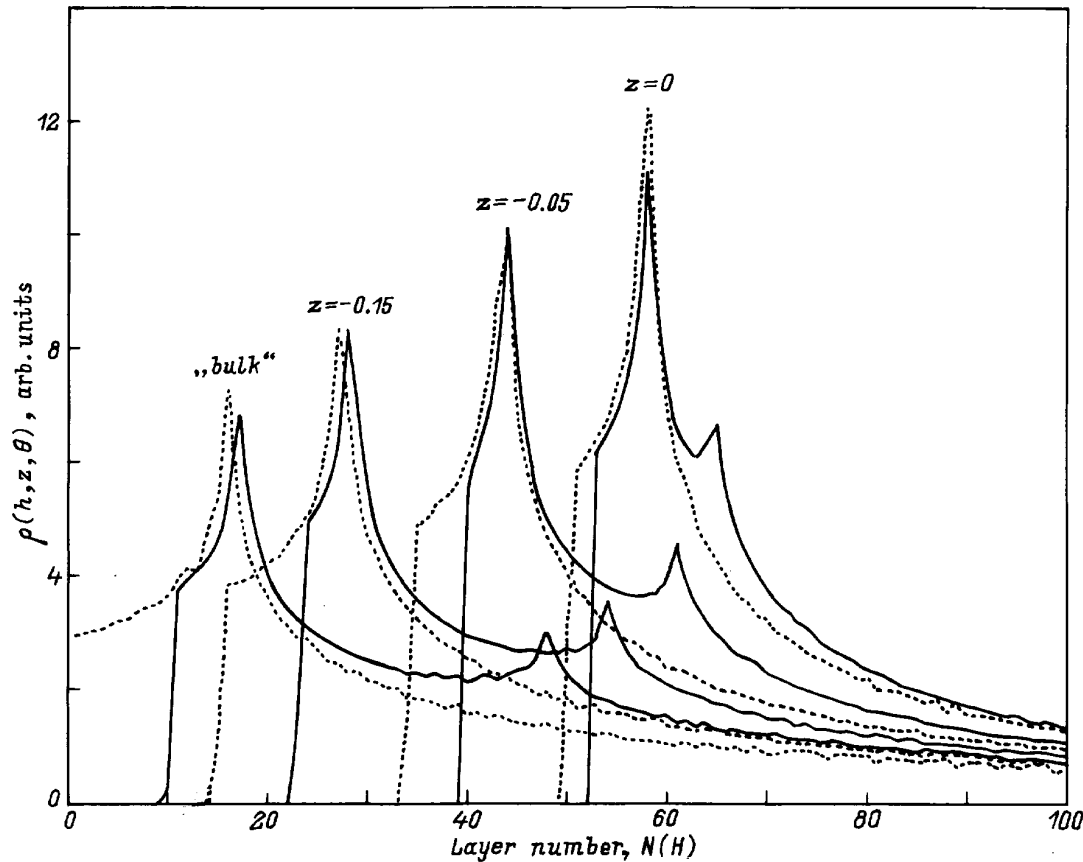


Рис. 1. Функция распределения $\rho(h, z, \theta)$ локального магнитного поля в элементарной ячейке вихревой решетки в глубине сверхпроводника (в произвольных единицах). Пунктирная линия соответствует $\theta = 0$. Сплошная линия проведена для случая $\theta = \pi/6$. Режиму "bulk" соответствует $z = -5.0$. По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $100(h - h_{\min})/(H - h_{\min})$.

Функции $\rho(h, z, \theta)$ вычислены для сверхпроводника с параметром анизотропии $\Gamma = 25$ ($\Gamma = m_3/m_1$, $m_1 = m_2$, m_3 — главные значения "тензора масс", вводимого для описания плотности кинетической энергии сверхпроводящих электронов). $\Gamma = 25$ отражает анизотропию высокотемпературного сверхпроводника Y-Ba-Cu-O с $T_c = 90$ К. Распределение локального магнитного поля $\rho(h, z, \theta)$ вычислялась с шагом $\Delta z = 0.05$ от поверхности до $z = -0.7$, далее шаг увеличивался, так как на глубине порядка $\lambda/2$ функция $\rho(h, z, \theta)$ приближается к распределению магнитного поля в неограниченном сверхпроводнике (кривая "bulk"), практически не меняясь в интервале от $z \leq -0.5$ до $z = -5.0$. Как видно из рис. 1, распределение локального магнитного поля существенно меняется не только по мере удаления от поверхности сверхпроводника, но и в зависимости от угла наклона θ . В случае наклонного поля в функции распределения $\rho(h, z, \theta)$ появляется дополнительный пик. Возникновение его связано с тем, что в рельефе распределения магнитного поля появляются седловые точки разной высоты.

3. При анализе формы линии ЯМР учтем, что электромагнитное СВЧ-поле, проникая в сверхпроводник, изменяется как по величине, так и по фазе. В сверхпроводни-

ках II рода вследствие экранирования сверхпроводящими токами переменное поле проникает в сверхпроводник на глубину $\sim \lambda$, уменьшаясь по амплитуде, однако фаза переменного поля изменяется на значительно большей глубине [1]. В результате, как показано в [6], в типичном для ЯМР сверхпроводнике II рода случае, когда однородное уширение Δ много меньше разброса локальных полей, поглощаемая микроволновая мощность оказывается пропорциональной мнимой части СВЧ-восприимчивости χ'' и форма линии ЯМР определяется в основном особенностями распределения локального магнитного поля.

Вычислим мощность переменного магнитного поля, поглощаемую резонирующими ядерными спинами, расположенными в узком слое $z, z + dz$. Ясно, что она будет пропорциональна $\sim \exp(2z/\delta)\rho(h, z)dz$. Экспоненциальный множитель учитывает, что амплитуда переменного магнитного поля экспоненциально убывает по мере удаления от поверхности сверхпроводника, величина δ равна глубине проникновения переменного магнитного поля частоты ω в сверхпроводник. Будем считать в дальнейшем, что однородное уширение описывается лоренцевской линией с шириной Δ . Поглощаемая всеми резонирующими спинами с изотропным g -фактором мощность переменного поля как функция внешнего од-

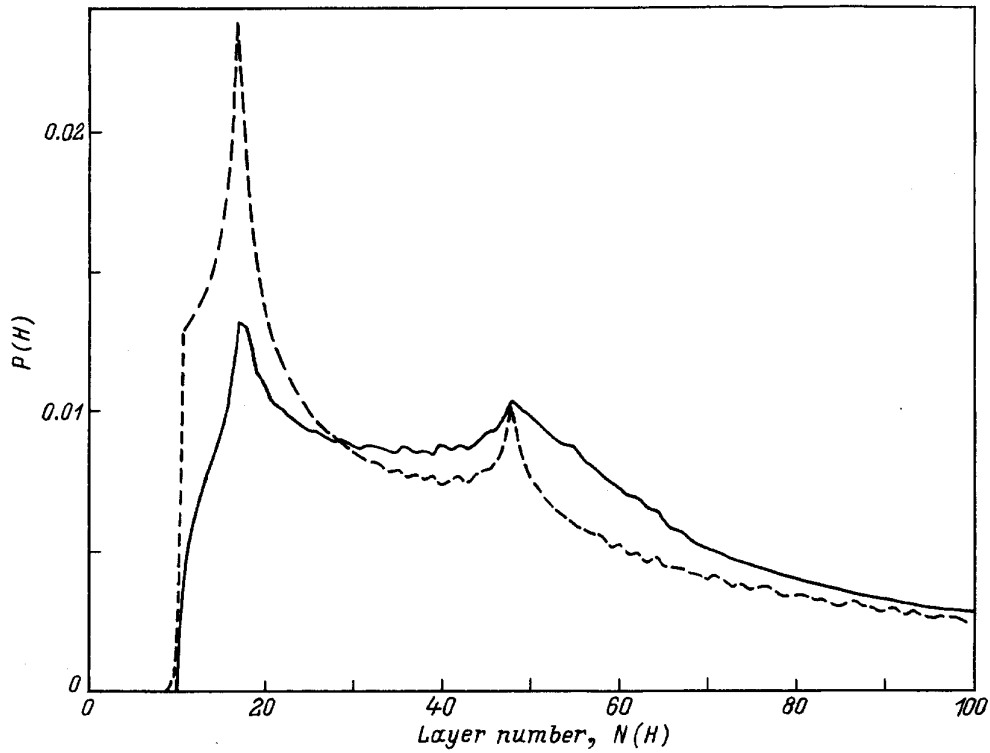


Рис. 2. Зависимость энергии поглощения от магнитного поля для $\theta = \pi/6$. Пунктирная линия соответствует режиму "bulk" без учета поверхностных эффектов. Сплошная линия проведена с учетом поверхностных эффектов ($\delta = 1, \Delta = 1$). Масштаб по оси абсцисс соответствует рис. 1.

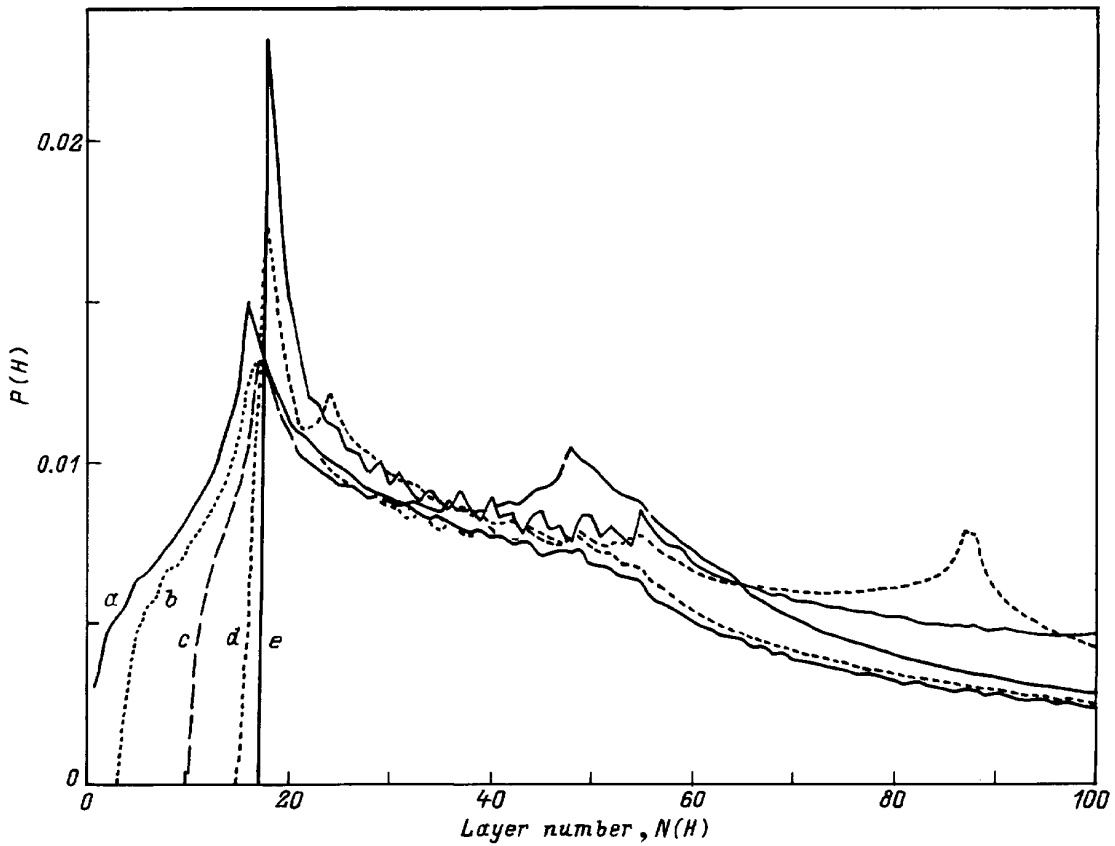


Рис. 3. Зависимость энергии поглощения от магнитного поля при различных значениях угла θ с учетом поверхностных эффектов ($\delta = 1, \Delta = 1$, режим "skin"). θ : a — 0, b — $\pi/12$, c — $\pi/6$, d — $\pi/4$, e — $\pi/3$ и $5\pi/12$. Масштаб по оси абсцисс соответствует рис. 1.

нородного магнитного поля H равна (см. также [3])

$$P(H, \theta) = C \int_{-\infty}^{\infty} dh \frac{\Delta}{\Delta^2 + (H - h)^2} \times \int_0^{\infty} dz \rho(h, z, \theta) \exp(2z/\delta). \quad (1)$$

Константа C определяется нормировкой $\int P(H, \theta) dH = 1$.

На рис. 2 представлена рассчитанная с использованием формулы (1) линии ЯМР (энергия поглощения $P(H, \theta)$) для анизотропного сверхпроводника с параметрами $\Gamma = 25$, $\Delta = 1$, $\delta = 1$ в случае, когда $\theta = \pi/6$. Для сравнения пунктирной линией представлена линия ЯМР сверхпроводника с теми же параметрами, но без учета изменения неоднородного поля по мере удаления от поверхности сверхпроводника, т.е. когда $\rho(h, z, \theta) = \rho(h, -\infty, \theta)$. Как видно из рис. 2, учет поверхностных эффектов существенно изменяют форму линии ЯМР в случае наклонных полей, также как и в случае, когда магнитное поле H направлено параллельно оси z . На рис. 3 приведены линии ЯМР для различных углов θ от 0 до $\pi/2$ с шагом $\pi/12$. Здесь происходит относительно небольшое смещение высокополевого пика и более резкое — низкополевого. С появлением угла отклонения θ линия резко меняет свои характеристики; так, явно заметен дополнительный пик, который уменьшается по мере увеличения θ , и почти исчезает при $\theta = \pi/3$. При этом линия поглощения при $\theta = \pi/3$ и $\theta = 5\pi/12$ практически совпадают (т.е. когда $\theta \rightarrow \pi/2$).

Изменения особенностей поглощения микроволновой энергии хорошо заметны на форме линии производной энергии поглощения по магнитному полю dP/dH . На рис. 4 представлена рассчитанная с использованием формулы (1) форма линии производной энергии поглощения по магнитному полю dP/dH для различных значений Δ с учетом и без учета изменения локального поля вблизи поверхности сверхпроводника, например для угла $\theta = \pi/6$. При увеличении параметра Δ , описывающего однородное уширение, происходит слияние двух узких низкополевых пиков в один уширенный и более отчетливо виден на графиках дополнительный высокополевой широкий пик, соответствующий поглощению энергии магнитного поля вблизи поверхности. Для всех кривых характерно, что параметр асимметрии линии ЯМР A/B (A/B — отношение основного высокополевого пика к основному высокополевому в производной энергии поглощения по магнитному полю) возрастает примерно в 2 раза, если учитывать изменение неоднородности магнитного поля вблизи поверхности сверхпроводника.

На рис. 5 для сравнения представлены кривые dP/dH ЯМР сверхпроводника с параметрами $\Gamma = 25$, $\Delta = 1$, $\delta = 1$ для различных углов θ . Здесь отчетливо видно, что с увеличением угла θ параметр A/B резко возрастает. Столь значительные изменения формы линии ЯМР

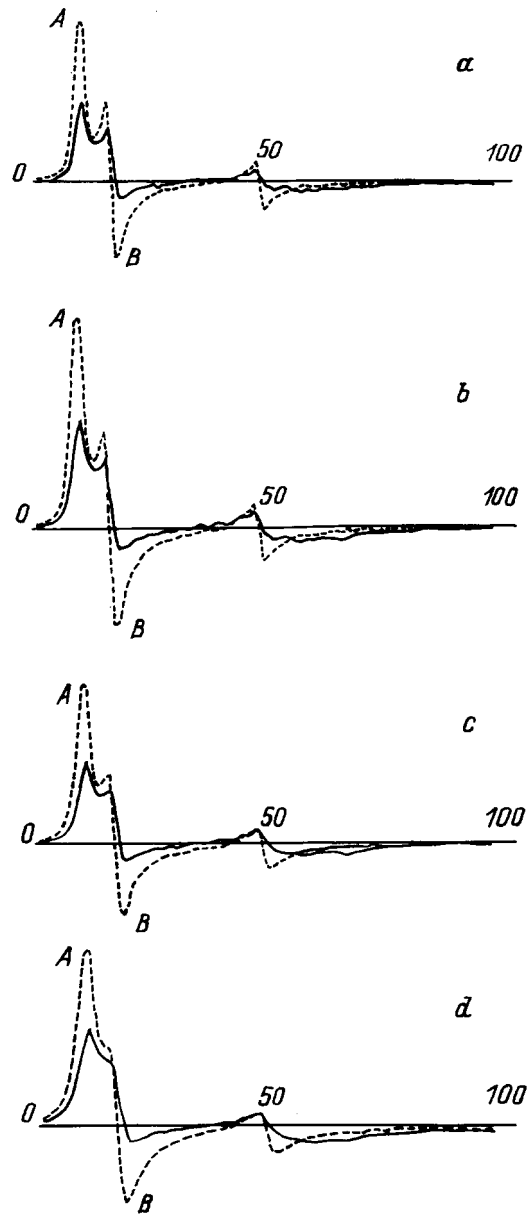


Рис. 4. Кривая dP/dH для случая $\theta = \pi/6$. Горизонтальные линии отвечают значению $dP/dH = 0$, масштаб на них соответствует рис. 1. Пунктирные линии соответствуют режиму "bulk". Сплошные линии проведены с учетом поверхностных эффектов ($\delta = 1$, режим "skin"). Δ : a — 0.75, b — 1, c — 1.25, d — 1.75. a) "bulk" — $A/B = 1.99$, "skin" — $A/B = 4.08$, b) "bulk" — $A/B = 2.15$, "skin" — $A/B = 4.54$, c) "bulk" — $A/B = 2.16$, "skin" — $A/B = 4.92$, d) "bulk" — $A/B = 2.26$, "skin" — $A/B = 5.53$.

могут существенно изменять выводы относительно типа вихревой решетки и параметров сверхпроводника, которые обычно извлекают из анализа формы линии ЯМР. Приведенный расчет показывает, что неоднородность распределения магнитного поля заметно изменяется при изменении ориентации внешнего поля H относительно

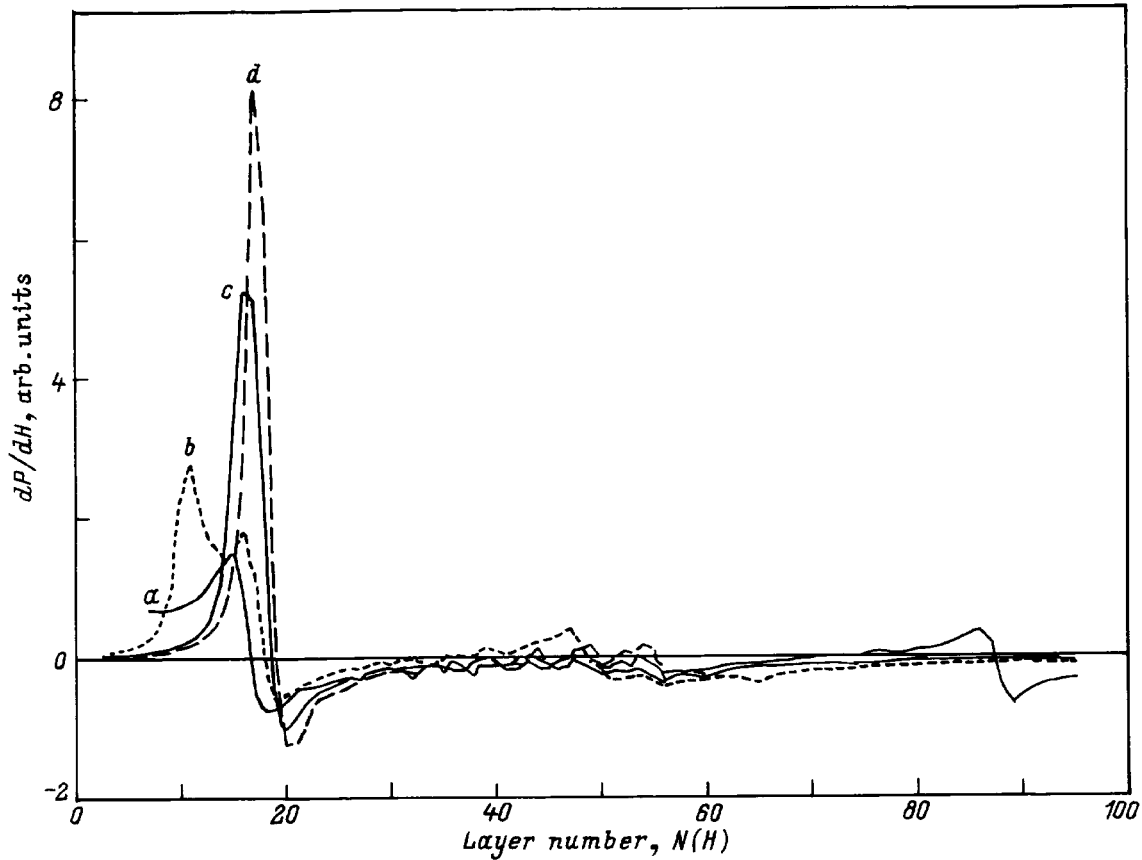


Рис. 5. Кривые dP/dH для различных θ с учетом поверхностных эффектов ($\delta = 1, \Delta = 1$, режим "skin"). θ : $a - 0, b - \pi/12, c - \pi/6, d - \pi/4$. Горизонтальная линия отвечает значению $dP/dH = 0$, масштаб на ней соответствует рис. 1.

границы поверхности анизотропного сверхпроводника, так что параметры линии ЯМР могут изменяться в заметных пределах. Таким образом, метод ЯМР оказывается весьма чувствительным к особенностям распределения магнитного поля сверхпроводника II рода.

В заключение отметим, что при анализе формы линии ЯМР в анизотропных ВТСП обычно не учитывают изменения неоднородности магнитного поля в приповерхностной области сверхпроводника и особенности проникновения переменного магнитного поля в толщу сверхпроводника (см., например, [7,8]) и традиционно для получения λ используют формулу для второго момента распределения магнитного поля в массивном изотропном сверхпроводнике для равносторонней треугольной решетки [9]. Результатом такого анализа оказывается лишь усредненное значение глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник без учета анизотропных свойств сверхпроводника. Как показывают приведенные выше результаты (рис. 3-5), измеряемые на эксперименте параметры линии ЯМР должны иметь существенно различные значения в случае учета особенностей проникновения неоднородного магнитного поля вихревой решетки и скин-эффекта. Таким образом, анализ экспериментальных данных по ЯМР в наклонных полях в рамках нашей теории может существенно

обогатить информацию о параметрах сверхпроводника ($\lambda, \Gamma, \delta, \Delta, \mathbf{G}$).

Отметим также, что так как расчеты проведены для полупространства, занятого сверхпроводником, то данные результаты могут быть использованы для ВТСП — образцов, выполненных в виде ориентированных соответствующим образом во внешнем магнитном поле пластинок (пленок), толщина которых много меньше их длины и ширины.

Список литературы

- [1] Л.П. Горьков, Г.М. Элиашберг. ЖЭТФ **54**, 612 (1968).
- [2] Б.И. Кочелаев, Е.П. Шарин. СФХТ **5**, 11, 1982 (1992).
- [3] Б.И. Кочелаев, Ю.Н. Прошин, С.Л. Царевский. ФТТ **38**, 11, 3220 (1996).
- [4] D. MacLaughlin. Sol. Stat. Phys. **31**, 1 (1976).
- [5] V.G. Kogan, A.Yu. Simonov, M. Ledvij. Phys. Rev. **B48**, 392 (1993).
- [6] Б.И. Кочелаев, М.Г. Хусаинов. ЖЭТФ **80**, 1480 (1983).
- [7] H. Niki et al. Solid State Commun. **69**, 547 (1989).
- [8] M. Mehring et al. Solid State Commun. **75**, 753 (1990).
- [9] P. Pinkus, A.C. Gossard, V. Jaccarino, J.H. Vernick. Phys. Lett. **13**, 21 (1964).