формаций кручения в ячейке вектор **H** направлен под углом $\beta_1 = -1°$ относительно нормали к направлению натирания пластин. Видно, что стадия интенсивного нарастания деформаций запаздывает во времени. Продольная составляющая магнитного поля $H_1 = H \sin \beta$ влияет на скорость протекания процесса переориентации НЖК. Экспериментально установлено, что с ростом величины $|\beta_1|$ стадия быстрой переориентации начинается раньше. Нелинейность взаимодействия НЖК с магнитным полем здесь сказывается только на заключительном этапе, когда происходит замедление скорости нарастания деформаций. Величина конечных деформаций в ячейке зависит от поперечной составляющей магнитного поля $H_2 = H \cos \beta$.

При ступенчатом уменьшении поля от 1400 до 350 Э интерференционная картина поворачивается в обратном направлении по сравнению с предыдущим случаем. Однако при этом характер процесса переориентации НЖК становится иным, как показывает кривая *2*. Этот вид типичен для релаксационных явлений в квазилинейных системах.

Наиболее сильное проявление нелинейности взаимодействия НЖК с магнитным полем обнаруживается в экспериментах, где происходит перескок от одной пространственной направленности деформаций кручения к другой, противоположной по знаку. Так, если после динамического перехода Фредерикса (при фиксированном угле $\beta_1 = -1°$) в постоянном магнитном поле 1400 Э произвести квазистатический поворот ячейки через промежуточное положение с углом $\beta = 0$ к конечному положению системы с углом наклона $\beta_2 = 30°$, то можно в ячейке получить метастабильное состояние НЖК. Оно характеризуется чрезмерно большой величиной кручения директора, но с сохранившейся прежней пространственной направленностью деформаций.

Ступенчатое уменьшение поля до 1100 Э ($H_2 > H_F$) приводит к сложному процессу переориентации НЖК. О характере процесса поворота интерференционных картин можно судить по кривой *3*. Деформации кручения в ячейке сначала довольно быстро убывают, сохраняя ту же пространственную направленность, но затем наступает стадия замедленного уменьшения величины деформаций. Это типично нелинейный процесс. Он подтверждает проявление нелинейности взаимодействия НЖК с магнитным полем по закону нечетной функции, в которой сначала доминирует кубическая зависимость от величины деформаций с обратным знаком. С уменьшением деформаций кручения до нуля здесь возрастает роль продольной составляющей магнитного поля H_1, которая вызывает развитие деформаций кручения уже с новой пространственной направленностью из-за положительной величины угла наклона β_2. Все дальнейшее развитие процессов идет подобно случаю динамического перехода Фредерикса с изменившейся направленностью кручения.

Экспериментально обнаруженные процессы перескоков из метастабильного состояния НЖК в стабильное по законам типа кривой *3* служат подтверждением справедливости теоретических предположений работы [1], в которой выдвинуто требование обязательности учета всех существенных физических факторов типа продольной составляющей магнитного поля в ячейке. Нелинейность взаимодействия НЖК с магнитным полем при качественном анализе процессов переориентации вполне может быть описана кубической особенностью коразмерности 2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Васильев Ю. В.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. **26**, № 6. С. 68—72. [2] Же В. де. Физические свойства жидкокристаллических веществ. М., 1982. С. 30. [3] Жен П. де. Физика жидких кристаллов. М., 1977. С. 107.

Поступила в редакцию
22.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 534.213

ОБ УСКОРЕНИИ СЧЕТА ПРИ РЕШЕНИИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ РАССЕЯНИЯ ИТЕРАЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ

А. В. Сасковец

(кафедра акустики)

При решении обратных задач в акустике в случае, если рассеянное поле на области, содержащей неоднородность, превышает первичное поле, не только приближение Борна является неудовлетворительным, но и оказываются непригодными многие методы, учитывающие многократность перерассеяния (например, [1, 2]). В работе [3] был предложен итерационный процесс, позволяющий решать подобные задачи. Он основан, по существу, на учете на каждом шаге приближения лишь части неоднородности, тогда как посчитанная на предыдущих шагах суммарная неоднородность выступает в роли априорной информации и включается в соответствующие функции Грина задачи.

При применении алгоритма [3] могут возникнуть затруднения, связанные с необходимостью на каждом шаге итераций

$$u^{(m)}(\mathbf{y}) = Q_{m-1}[E-\xi^{(m)}\omega^2 R_{m-1}]^{-1}\xi^{(m)}\omega^2 P_{m-1} f_0(\mathbf{x}), \quad m=1, \ldots, M \tag{1}$$

пересчитывать операторы распространения

$$\begin{gathered} Q_{m-1} = Q_{m-2}[E-\xi^{(m-1)}\omega^2 R_{m-2}]^{-1} = Q_0\left[E - \sum_{j=1}^{m-1}\xi^{(j)}\omega^2 R_0\right]^{-1}, \\ R_{m-1} = R_{m-2}[E-\xi^{(m-1)}\omega^2 R_{m-2}]^{-1} = R_0\left[E - \sum_{j=1}^{m-1}\xi^{(j)}\omega^2 R_0\right]^{-1}, \\ P_{m-1} = [E-R_{m-2}\omega^2\xi^{(m-1)}]^{-1} P_{m-2} = \left[E - R_0\omega^2\sum_{j=1}^{m-1}\xi^{(j)}\right]^{-1} P_0, \end{gathered} \tag{2}$$

где m — индекс разбиения рассеянного поля $u(\mathbf{y}) = \sum_{m=1}^{M} u^{(m)}(\mathbf{y})$, ω — частота, E — единичный оператор; Q, R, P — операторы распространения поля из области рассеяния в область приема, внутри области рассеяния и из области излучения в область рассеяния соответственно (ядром этих операторов является функция Грина соответствующей задачи, а Q_0, R_0, P_0 относятся к однородной среде); f_0 описывает известные источники первичного облучения, а искомая неоднородность $\xi = \sum_{m=1}^{M}\xi^{(m)}$.

Ускорить получение решения при помощи (1), (2) можно, используя приближенные методы расчета входящих в (1) величин.

Рассмотрим несколько вариантов упрощенного алгоритма (1), (2) и оценим ошибку определения ξ, возникающую за счет вводимого упрощения. Будем использовать приближение обратимых Q_m.

Первый вариант. Ограничимся при достаточно большом M борновским приближением

$$\xi = \sum_{m=1}^{M}\frac{Q_{m-1}^{-1}\tilde{u}}{\omega^2(P_{m-1}f_0 + R_{m-1}P_{m-1}^{-1}\tilde{u})} \cong \xi_Б = \sum_{m=1}^{M}\frac{Q_{m-1}^{-1}\tilde{u}}{\omega^2 P_{m-1}f_0},$$

где $\tilde{u} \equiv u/M$, а Q, P, R будем определять согласно (2). Тогда, учитывая, что M велико и

$$\xi^{(m)} \approx \frac{Q_{m-1}^{-1}\tilde{u}}{\omega^2 P_{m-1}f_0}\left(E - \frac{R_{m-1}Q_{m-1}^{-1}\tilde{u}}{P_{m-1}f_0}\right), \tag{3}$$

получим

$$\Delta = \xi - \xi_Б \cong -\frac{1}{M}\sum_{m=1}^{M}\left(\frac{Q_{m-1}^{-1}\tilde{u}}{\omega^2 P_{m-1}f_0}\cdot\frac{R_{m-1}Q_{m-1}^{-1}u}{P_{m-1}f_0}\right) \sim -\frac{L}{M}\xi_Б.$$

Здесь и далее считаем, что величина, характеризующая фокусировку поля внутри области рассеяния, $|R_{m-1}Q_{m-1}^{-1}u/P_{m-1}f_0| \sim L$. Таким образом, окончательно

$$\Delta_{отн} \sim L/M. \tag{4}$$

Второй вариант. Решаем борновскую задачу и, кроме того, приближенно пересчитываем операторы

$$\widetilde{Q}_0=Q_0, \quad \widetilde{Q}_m=\widetilde{Q}_{m-1}(E+\xi_Б^{(m)}\,\omega^2\widetilde{R}_{m-1});$$

$$\widetilde{P}_0f_0=P_0f_0, \quad \widetilde{P}_mf_0=\widetilde{P}_{m-1}f_0+\widetilde{R}_{m-1}\xi_Б^{(m)}\,\omega^2\,\widetilde{P}_{m-1}f_0; \tag{5}$$

$$\widetilde{R}_0=R_0, \quad \widetilde{R}_m=\widetilde{R}_{m-1}(E+\xi_Б^{(m)}\,\omega^2\,\widetilde{R}_{m-1}).$$

Тогда в первом по $\|\xi R\|$ приближении

$$Q_m^{-1}-\widetilde{Q}_m^{-1}\cong Q_{m-1}^{-1}-\widetilde{Q}_{m-1}^{-1}\cong\ldots\cong Q_1^{-1}-\widetilde{Q}_1^{-1}\cong\omega^2(\xi_Б^{(1)}-\xi^{(1)})R_0Q_0^{-1}.$$

Используя (3), получим, как и в первом варианте, оценку (4).

Третий вариант. Считаем ξ по точной формуле, а Q, R, P пересчитываем согласно (5). Аналогичный уже проведенному анализ показывает, что в этом случае

$$\Delta_{\text{отн}}\sim L/M^2.$$

Таким образом, проведенные оценки показывают, что использование борновского приближения при определении каждого $\xi^{(m)}$ больше влияет на погрешность определения ξ, чем приближенный пересчет операторов Q, P, R согласно (5).

Для восстановления неоднородности с заданной точностью с помощью алгоритма (1), (2) можно использовать также весьма эффективный способ «уменьшения невязки поля» на конечном этапе решения, который заключается в следующем:

а) применяя приближенные методы нахождения $\xi^{(m)}$, определяем начальное приближение ξ_0;

б) полученное значение ξ_0 используем для решения прямой задачи и находим соответствующее ему рассеянное поле;

в) определяем невязку поля как разницу между истинным рассеянным полем и рассчитанным согласно пункту (б);

г) для рассчитанной невязки поля решаем обратную задачу, используя алгоритм (1) с операторами (2), соответствующими ξ_0, и получаем поправку $\Delta\xi_0$ к значению ξ_0;

д) искомую неоднородность определяем как $\xi=\xi_0+\Delta\xi_0$.

Значения величины B		0,41	0,61	0,92
Минимальная относительная точность определения ξ	без применения метода «уменьшения невязки поля»	$1\cdot10^{-2}$	$2{,}9\cdot10^{-2}$	$9\cdot10^{-2}$
	с применением метода «уменьшения невязки поля»	$5{,}7\cdot10^{-6}$	$2{,}3\cdot10^{-5}$	$9{,}2\cdot10^{-5}$
Максимальная величина относительной невязки поля		$1{,}4\cdot10^{-2}$	$2{,}9\cdot10^{-2}$	$3{,}6\cdot10^{-2}$

Необходимое число шагов итерационного процесса для определения поправки $\Delta\,\xi_{0i}$ из «невязки поля» равно 2.

Проведенный на ЭВМ модельный эксперимент подтвердил высокую эффективность данного метода. В таблице приведены некоторые из полученных результатов. Здесь B характеризует фокусировку рассеянного поля внутри неоднородности:

$$B=\operatorname*{Max}_i\left|\frac{u_{ik}}{U_{0ik}}\right|,$$

где u_{ik} — рассеянное поле в точке, соответствующей i-му рассеивателю, полученное в k-м независимом измерении (u_{ik} рассчитывается в прямой задаче), а U_{0ik} — первичное поле в той же точке.

Приведенные данные соответствуют относительной точности $\operatorname*{Max}_i\left|\frac{\Delta\xi_{0i}}{\xi_{0i}}\right|=0{,}1.$

Таким образом, даже задание относительно невысокой точности определения $\xi^{(m)}$ и последующее применение метода «уменьшения невязки» позволяет получить решение задачи с высокой точностью, сделав сравнительно небольшое число итераций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Prosser R. T.//J. Math. Phys. 1976. 17, N 10. P. 1775—1779. [2] Буров В. А., Горюнов А. А., Сасковец А. В.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1982. 23, № 6. С. 87—89. [3] Байков С. В., Буров В. А., Горюнов А. А., Сасковец А. В.//Там же. С. 22—25.

Поступила в редакцию
06.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

ЭФФЕКТ СТЕБЛЕРА — ВРОНСКОГО В ПЛЕНКАХ a-Si:H, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ В И Р

И. А. Курова, И. П. Акимченко, К. Б. Читая

(кафедра физики полупроводников)

Эффект Стеблера—Вронского (ЭСВ) — уменьшение проводимости после освещения белым светом — был обнаружен в нелегированных пленках a-Si:H [1]. Впоследствии этот эффект исследовался на пленках с различной энергией активации темновой проводимости E_a, т. е. с различным расположением уровня Ферми F_0 в запрещенной зоне. Было найдено [2], что в зависимости от E_a проводимость может оставаться практически неизменной, уменьшаться или увеличиваться. Это связывалось с образованием фотоиндуцированных состояний донорного и акцепторного типа, расположенных соответственно ниже и выше середины запрещенной зоны. В [3] также предполагалось возникновение двух типов фотоиндуцированных центров донорного и акцепторного типа. ЭСВ наблюдался также в пленках a-Si:H, легированных из газовой фазы [4]. Исследования методом ЭПР [5] показали, что после облучения белым светом пленок a-Si:H при комнатной температуре образуется дополнительная концентрация нейтральных оборванных связей (до 10^{17} см$^{-3}$).

В работе [6] для объяснения ЭСВ в нелегированных пленках a-Si:H мы предположили, что после облучения белым светом образуются нейтральные оборванные связи, которые в зависимости от положения F_0 действуют как доноры или как акцепторы, сдвигая F_0 соответственно вверх или вниз по запрещенной зоне.

В настоящей работе мы исследовали ЭСВ в пленках a-Si:H с имплантированными ионами Р и В. Характеристики пленок представлены в таблице (N_B и N_P — полные концентрации имплантированных примесей).

Согласно нашим оценкам, совпадающим с данными работы [7], коэффициент эффективности легирования, т. е. отношение концентрации электрически активных атомов примеси к полной концентрации введенной примеси, для бора составляет 1/200, для фосфора 1/500. Следовательно, концентрации электрически активных примесей изменяются от $2{,}5\cdot10^{16}$ до $2{,}5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ в пленках с бором и от $1\cdot10^{16}$ до $1\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ в пленках с фосфором.

На рисунке показаны температурные зависимости темновой проводимости $\sigma_т$ после отжига пленки при 170° С и после облучения светом от лампы накаливания в течение 30 мин (интенсивность освещения 2 Вт/см^2). Видно, что при полной концентрации имплантированных атомов бора (N_B) и фосфора (N_P), не превышающей $5\cdot10^{19}$ см$^{-3}$, наблюдается ЭСВ: $\sigma_т$ и ее энергия активации E_a после освещения изменяются. Значения E_a после отжига, E_a' после освещения и ΔF_0 — разница этих значений — приведены в таблице.

В результате освещения в пленках образуются нейтральные оборванные связи — состояние D^0. Нейтральные оборванные связи могут отдать или принять электрон, образуя состояния D^+ или D^-. Локализованные состояния D^0 расположены в нижней половине запрещенной зоны, а состояния D^- — в верхней. Поэтому в зависимости от положения F_0 по отношению к D^0 и D^- фотоиндуцированные оборванные связи могут перезаряжаться.

В пленках p-типа с бором уровень F_0 находится в нижней половине запрещенной зоны, и если F_0 лежит ниже хотя бы части фотоиндуцированных состояний D^0,