

Подвижность носителей заряда в кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в условиях динамического ультразвукового нагружения

© А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина[†]

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
03650 Киев, Украина

(Получена 9 декабря 1999 г. Принята к печати 23 декабря 1999 г.)

Исследовалась холловская подвижность носителей в кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в условиях динамической ультразвуковой нагрузки ($W_{US} \leq 10^4 \text{ Вт/м}^2$, $f = 5 \div 7 \text{ МГц}$). Обнаружено, что в поле ультразвуковой деформации происходит увеличение подвижности носителей в области примесной проводимости ($T < 120 \text{ К}$), причем величина акустостимулированного изменения μ_H тем больше, чем менее структурно совершенным является кристалл, и уменьшение — в области собственной проводимости ($T > 120 \text{ К}$) для всех исследованных образцов. Проведен анализ возможных механизмов ультразвукового влияния на μ_H с учетом рассеяния на оптических фононах, ионизированных примесях, сплавленном потенциале и с учетом условий токопрохождения в кристалле. Показано, что в области примесной проводимости основной причиной акустостимулированного увеличения холловской подвижности носителей является сглаживание макроскопического внутрикристаллического потенциала, обусловленного неоднородностью исследованных кристаллов, а в области собственной проводимости уменьшение подвижности определяется увеличением интенсивности рассеяния на оптических фононах.

1. Введение

Ранее установлено, что кинетические коэффициенты кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ чувствительны к действию интенсивной высокочастотной знакопеременной деформации, т.е. к действию ультразвука (УЗ), как в режиме УЗ обработок [1,2], так и в процессе динамического нагружения [3–5]. Были предложены возможные механизмы акустостимулированных (АС) необратимых изменений электрофизических параметров (концентрации и подвижности) кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ — термоакустический отжиг [1], разрушение кластеров дефектов [2] и т.п. Процессы динамического УЗ преобразования дефектной системы кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ изучались в [4,5]. Цель данной работы — анализ механизмов изменения подвижности носителей в кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ различного структурного совершенства в условиях динамического УЗ нагружения.

2. Результаты эксперимента

Исследовались температурные зависимости ($T = 77 \div 300 \text{ К}$) холловской подвижности носителей $\mu_H(T)$ кристаллов $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($0.2 \leq x \leq 0.22$, $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} < n < 10^{15} \text{ см}^{-3}$) в интенсивном поле УЗ деформации ($W_{US} \leq 10^4 \text{ Вт/м}^2$, $f = 5 \div 7 \text{ МГц}$). Особенности эксперимента описаны в [5].

Экспериментальные кривые $\mu_H(T)$ для набора образцов, отличающихся значениями μ_H^0 при $T = 77 \text{ К}$, приведены на рис. 1 (кривые 1–4). Исходные зависимости $\mu_H^0(T)$ в области собственной проводимости ($T > 120 \text{ К}$) близки к соответствующей зависимости

для структурно совершенных кристаллов (штриховая линия), а в области примесной проводимости значения подвижности занижены. Причем для образцов 3 и 4 при $T < 120 \text{ К}$ наблюдается изменение знака наклона зависимости $\mu_H^0(T)$ и подвижность принимает аномально низкие значения, что нельзя связать с изменением механизма рассеяния, поскольку последнее наблюдается в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при более низких температурах $T < 50 \text{ К}$ [6,7]. По-видимому, такие особенности $\mu_H(T)$ связаны с изменением условий токопрохождения в кристаллах вследствие наличия в них объемных неоднородностей, что подтверждается специфической магнитопольевой зависимостью удельного сопротивления. А именно, в сильных магнитных полях ($B \geq 0.2 \text{ Тл}$) вместо насыщения наблюдается участок линейного роста $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0(B)$. Следует отметить, что для образца 1 упомянутые особенности $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0(B)$ выражены слабо, а зависимость $\mu_H(T)$ наиболее близка к соответствующей зависимости для структурно совершенного кристалла. Кроме того, для образца 4 характерна сильная полевая зависимость коэффициента Холла $R_H(B)$ ($> 20\%$ при $B \leq 0.55 \text{ Тл}$). По-видимому, при более низких температурах ($< 77 \text{ К}$) его проводимость становится p -типа.

При УЗ нагружении в области примесной проводимости ($T < 120 \text{ К}$) наблюдается увеличение $\mu_H^{US}/\mu_H^0 = 1.1 \div 1.8$, в области собственной проводимости — уменьшение холловской подвижности $\mu_H^{US}/\mu_H^0 = 0.83 \div 0.93$ во всех исследованных кристаллах (рис. 1, кривые 1'–4'), а зависимости $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0(B)$ становятся классическими — в сильных магнитных полях происходит насыщение магнитосопротивления. Здесь и далее индекс "US" обозначает, что параметр измерен в поле УЗ деформации, индекс "0" — в его отсутствие (кроме ρ_0 — удельного сопротивления при $B = 0$). Следует отметить, что все наблюдаемые АС изменения носили обратимый характер. После выключения УЗ на-

[†] Ph: (044) 2656256

Fax: (044) 2658342

E-mail: savkina@class.semicond.kiev.ua

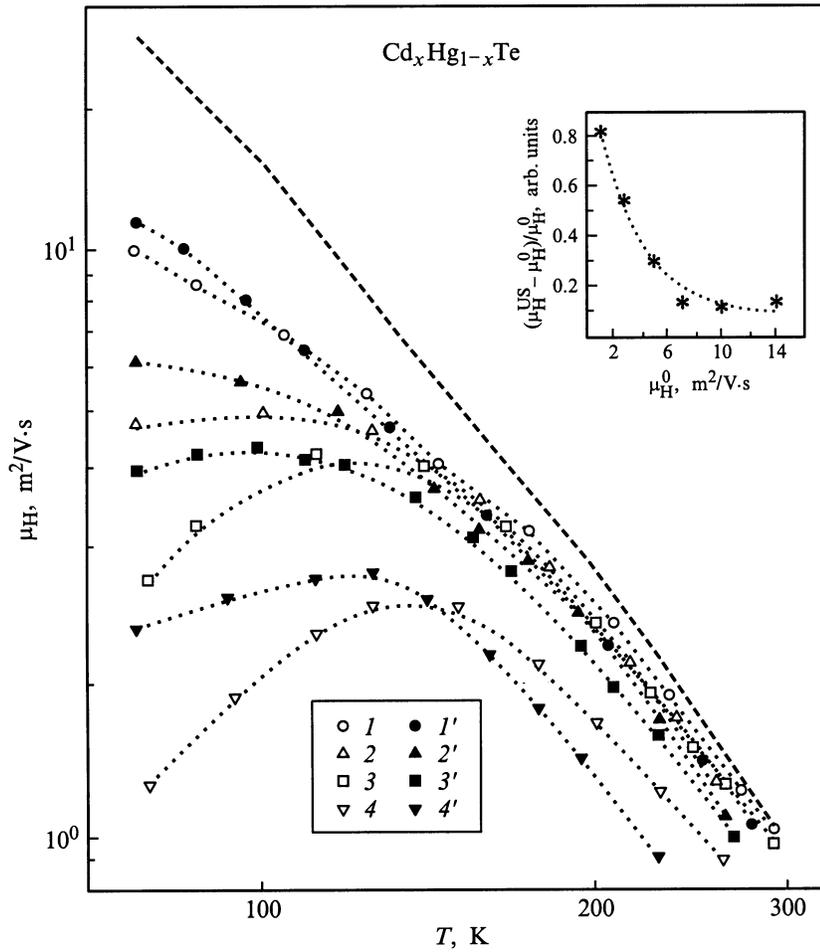


Рис. 1. Температурные зависимости холловской подвижности μ_H кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. 1, 2, 3, 4 — без УЗ нагружения; 1', 2', 3', 4' — в условиях УЗ нагружения ($\sigma_{US} = 4.8 \cdot 10^5$ Па, $f = 6.5$ МГц). Штриховая линия — зависимость $\mu_H(T)$ для структурно совершенного кристалла [6]. На вставке — величина акустостимулированного увеличения холловской подвижности $\Delta\mu_{H,77}^{US} = (\mu_H^{US} - \mu_H^0) / \mu_H^0$ в зависимости от абсолютной величины $\mu_{H,77}^0$ при $T = 77$ К, $\sigma_{US} = 4.8 \cdot 10^5$ Па.

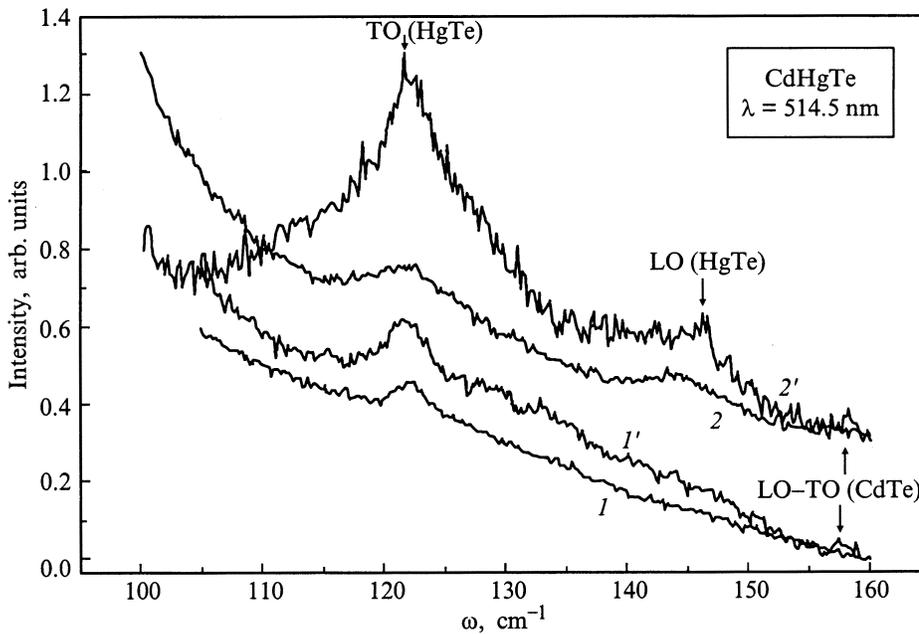


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния света кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (1, 1' — образец 3, 2, 2' — образец 4). 1', 2' — получены при УЗ нагружении, $T = 300$ К, $\sigma_{US} = 4.8 \cdot 10^5$ Па.

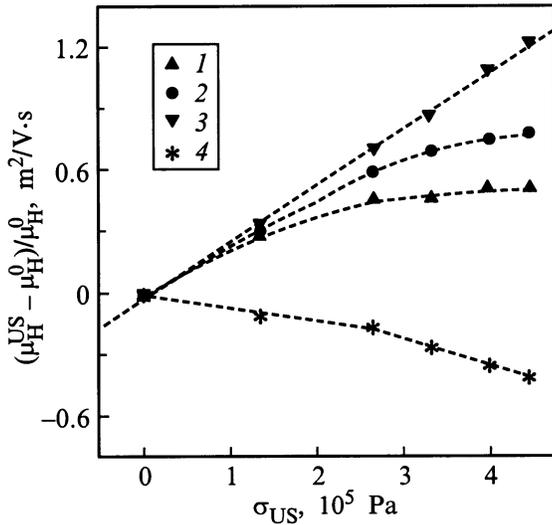


Рис. 3. Зависимости подвижности носителей от амплитуды УЗ нагружения кристалла $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (образец 3) при различных температурах T , К: 1 — 83, 2 — 93, 3 — 103, 4 — 125.

гружения подвижность в области примесной проводимости возвращалась к исходным значениям за то же время, что и концентрация $(eR_H)^{-1}$. С уверенностью сказать то же о подвижности в области собственной проводимости не позволили условия эксперимента.

На рис. 2 представлены спектры комбинационного рассеяния света (КРС) для двух образцов (3 и 4), для которых эффект УЗ воздействия на подвижность выражен наиболее сильно, полученные при комнатной температуре при УЗ нагружении (кривые 1', 2') и в его отсутствие (кривые 1, 2). Условия, при которых получены спектры, и идентификация полос указаны в подписи к рисунку.

На рис. 3 представлены зависимости подвижности носителей от интенсивности УЗ нагружения $\mu_H(\sigma_{US})$ при различных температурах. Как видно, характер амплитудных зависимостей $\mu_H(\sigma_{US})$ во многом определяется температурой опыта. При $T = 83$ К (кривая 1) происходит линейное увеличение μ_H под действием УЗ колебаний. При повышении температуры ($T = 93$ К, кривая 2 и $T = 103$ К, кривая 3) после небольшого линейного участка наблюдается насыщение зависимостей $\mu_H(\sigma_{US})$, а при дальнейшем увеличении температуры — АС уменьшение μ_H ($T = 125$ К, кривая 4).

3. Обсуждение результатов

Переходя к анализу экспериментальных данных, следует отметить, что АС изменение холловской подвижности можно связать прежде всего с модификацией условий рассеяния носителей в кристалле в присутствии УЗ нагружения. Иной возможной причиной является

изменение условий протекания тока в неоднородном кристалле. Проанализируем эти причины более детально.

Как было выяснено ранее, для корректного анализа зависимости $\mu_H(T)$ для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $T = 4 \div 300$ К достаточно учесть три механизма рассеяния: рассеяние на полярных оптических фононах (μ_{op}), на сплавном потенциале (μ_{al}) и на ионизированных примесях (μ_{ion}) [8]. Такие механизмы, как рассеяние на акустических фононах и электрон-электронное рассеяние не дают заметного вклада в общий процесс. Будем считать, что в присутствии УЗ нагружения процесс рассеяния носителей определяется теми же механизмами:

$$\begin{aligned} (\mu_H^{US})^{-1} &= (e/m^*)^{-1} \sum (\tau_i^{US})^{-1} \\ &= (\mu_{op}^{US})^{-1} + (\mu_{al}^{US})^{-1} + (\mu_{ion}^{US})^{-1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Рассмотрим отдельно каждый из этих механизмов с точки зрения его УЗ модификации.

3.1. Рассеяние на ионизированных примесях

Механизм рассеяния на ионизированных примесях является доминирующим в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $T < 50$ К. Тем не менее его вклад необходимо учитывать и при более высоких температурах. Выражение для времени релаксации данного механизма можно представить в виде [8]

$$\tau_{ion} = (\varepsilon_s \hbar^3 / 2\pi e^4 N_i) (k^3 / m^*) (1 / F_{ion}), \quad (2)$$

где F_{ion} — функция, которая учитывает свойства симметрии волновых функций электронов и экранирование потенциала центров рассеяния свободными носителями, N_i — концентрация ионизированных примесей, $\varepsilon_s = \varepsilon_L + \varepsilon_\infty$, ε_L — диэлектрическая проницаемость подрешеток CdTe и HgTe, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Другие обозначения традиционные.

Известно, что сущность процессов, которые происходят в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под действием внешних факторов, таких как лазерное облучение [9], деформация [10], γ -облучение [11], УЗ обработки [1] и др., сводится к перераспределению исходных (собственных) или новообразовавшихся точечных дефектов между матрицей и стоками (дислокациями, малоугловыми границами, границами субблоков и т.п.), определяется начальным состоянием дефектной системы и приводит к изменению свойств материала. Можно предположить, что подобная ситуация имеет место и при динамическом допороговом УЗ нагружении кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [4,5]. В соответствии с общими закономерностями дефектообразования в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в поле интенсивной УЗ деформации возможен временный (на время действия УЗ) отрыв точечных дефектов (например, Hg или фоновой примеси) от дислокаций и малоугловых границ в матрицу в межузельное состояние и(или) захват вакансий на линейные дефекты. При этом должна увеличиваться

концентрация доноров $N_d^0 + N_d^{US}$ и уменьшаться концентрация акцепторов $N_a^0 - N_a^{US}$. Следовательно, в присутствии УЗ нагружения должна изменяться концентрация центров рассеяния N_i . Запишем N_i^{US} без учета кратности ионизации дефектов:

$$N_i^{US} = N_i^0 + \Delta N_i = N_i^0 + (N_d^{US} - N_a^{US}). \quad (3)$$

При $T = 77\text{ К}$ и $\sigma_{US} = 4.8 \cdot 10^5\text{ Па}$ экспериментально наблюдается АС изменение концентрации носителей для образца 1 от $n_0 = 7.5 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ до $n_{US} = 8.5 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$, для образца 2 от $n_0 = 3.2 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ до $n_{US} = 4 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$, для образца 3 от $n_0 = 3 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ до $n_{US} = 6 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$, для образца 4 от $n_0 = 9 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ до $n_{US} = 1.5 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$. Изменению концентрации $(n_{US} - n_0)$ можно поставить в соответствие величину ΔN_i . Значение N_i^0 в исследованных образцах не превышает $5 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$. С учетом (3) легко получить соотношение между μ_{ion}^0 и μ_{ion}^{US} :

$$(\mu_{\text{ion}}^{-1})^{US} = (\mu_{\text{ion}}^{-1})^0 (1 + \Delta N_i / N_i^0), \quad (4)$$

откуда, учитывая приведенные выше оценки ΔN_i и N_i^0 , получим $\mu_{\text{ion}}^{US} / \mu_{\text{ion}}^0 = (0.99 \div 0.89)$, т.е. возрастание интенсивности рассеяния на ионизированных примесях за счет АС роста концентрации центров рассеяния. Следовательно, этот механизм не позволяет объяснить наблюдаемое экспериментально увеличение подвижности μ_H .

Как видно из (2), иной причиной изменения подвижности при рассеивании на ионизированных примесях может быть увеличение концентрации свободных носителей n в кристалле, которое приводит, во-первых, к более эффективному экранированию кулоновского потенциала центров рассеяния, а следовательно, и к уменьшению вклада этого механизма, что подтверждается расчетами зависимости $F_{\text{ion}}(n)$ — возрастание n от 10^{14} см^{-3} до 10^{15} см^{-3} вызывает уменьшение $F_{\text{ion}}^{US} / F_{\text{ion}}^0 = 0.95$ и, как следствие, незначительное увеличение подвижности $\mu_{\text{ion}}^{US} / \mu_{\text{ion}}^0 = 1.05$. Кроме того, рост концентрации носителей приводит к увеличению подвижности μ_{ion} и за счет увеличения средней энергии электронов [12]. Однако, хотя этот механизм и приводит к росту подвижности, количественно он не позволяет объяснить результаты для всех исследованных образцов. В частности, зависимость эффекта УЗ увеличения подвижности от величины $\mu_{H,77}^0$, измеренной в отсутствие поля УЗ деформации. На вставке к рис. 1 представлена зависимость величины АС увеличения холловской подвижности $\Delta \mu_{H,77}^{US}$ от абсолютной величины $\mu_{H,77}^0$. Чем больше значение величины $\mu_{H,77}^0$, тем меньший эффект УЗ влияния (т.е. $\Delta \mu_{H,77}^{US}$) наблюдается при одинаковых значениях интенсивности УЗ нагрузки.

3.2. Рассеяние на сплавном потенциале

Природа механизма рассеяния на сплавном потенциале состоит в нарушении периодичности кристаллического потенциала в твердых растворах $A_xB_{1-x}C$ вслед-

ствие неупорядоченности расположения атомов А и В в узлах кристаллической решетки. Подход к изучению этого механизма базируется на малости возмущения, которое вносится разностью потенциалов атомов А и В $U_{AB}(r) = U_A - U_B$. Кроме того, свойством потенциала U_{AB} является его локализованность: $U_{AB} = \Delta E$ при $r < r_0$ и $U_{AB} = 0$ при $r > r_0$, где r_0 — расстояние между ближайшими соседями [13].

Время релаксации для механизма рассеяния на сплавном потенциале можно записать в виде [14]

$$\tau_{al} = (\pi N_0 / \hbar x (1-x) \Delta E^2) (k^{-3} (d\varepsilon / dk)^2), \quad (5)$$

где ΔE — сплавной потенциал рассеяния, N_0 — число атомов в единице объема, x — состав. Величину ΔE в первом приближении принимают равной разности запрещенных зон кристаллов АС и ВС [15,16]. В работе [14] предложено выбирать ΔE как разность экранированных потенциалов атомов А и В. В этом случае величина сплавного потенциала для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ составляет $\Omega \Delta E = 9 \cdot 10^{-29}\text{ эВ} \cdot \text{см}^3$, $\Delta E = 1\text{ эВ}$ [14,17], Ω — объем элементарной ячейки. Гораздо меньшее значение $\Delta E = 0.23\text{ эВ}$, полученное из расчетов в приближении когерентного потенциала [18], успешно использовано в [19] для расчетов температурных зависимостей подвижности. Следует отметить, что наиболее часто ΔE используют как подгоночный параметр и определяют его из сопоставления расчетных данных и экспериментальных результатов.

Как и в предыдущем случае рассеяния на ионизированных примесях, можно предположить несколько механизмов УЗ модификации рассеяния на неупорядоченности кристаллической решетки. Во-первых, вследствие зависимости μ_{al} от энергии электронов ($\sim \varepsilon^{-1/2}$) [14] АС увеличение концентрации носителей должно приводить к увеличению вклада рассеяния на сплавном потенциале. Так, расчеты при $T = 10\text{ К}$ показали повышение вклада этого механизма от 5% при $n = 4 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ до 25% при $n = 2 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ [20]. Аналогичный результат при $T = 77\text{ К}$ получен в [12]. Таким образом, в результате акустостимулированного роста n подвижность, определяемая рассеиванием на сплавном потенциале, должна уменьшаться, что исключает этот механизм из рассмотрения, так как он не соответствует экспериментально наблюдаемому эффекту.

Далее, вполне возможным является деформационный механизм УЗ влияния на сплавной потенциал в случае выбора последнего как разности запрещенных зон CdTe и HgTe . Однако расчеты показывают, что при использованных интенсивностях УЗ нагружения величина некоторого эффективного давления P , создаваемого УЗ волной в кристалле, не превышает $5 \cdot 10^5\text{ Па}$. С учетом этого сплавной потенциал в поле УЗ деформации $\Delta E^{US} = [\varepsilon_g^0 + (d\varepsilon_g/dP)P]_{\text{CdTe}} - [\varepsilon_g^0 - (d\varepsilon_g/dP)P]_{\text{HgTe}}$ уменьшается на величину не более $\sim 5 \cdot 10^{-5}\text{ эВ}$, чем, что вполне понятно, можно пренебречь.

Наконец, поскольку в присутствии УЗ нагружения происходит увеличение концентрации носителей, можно было бы предположить дополнительное экранирование сплавного потенциала. Однако вопрос о том — вносит ли экранирование ΔE существенные поправки в случае рассеяния на сплавном потенциале — является спорным в силу локализованности ΔE [14].

Таким образом, проведенный анализ показывает, что объяснить эффект АС увеличения холловской подвижности в области примесной проводимости только за счет изменения условий рассеяния не удастся.

3.3. УЗ модификация крупномасштабного кристаллического потенциала

Еще одной возможной причиной АС увеличения подвижности μ_H является изменение условий протекания тока в образце вследствие УЗ модификации внутрикристаллического потенциала. Имеется в виду крупномасштабный потенциал, характерный размер которого превышает длину свободного пробега носителей и, следовательно, процессы рассеяния электронов в данном случае не рассматриваются. Известно, что заниженные в сравнении с теоретическими значениями подвижности носителей и аномальное уменьшение $\mu_H(T)$ в области примесной проводимости $T < 120$ К, которое наблюдается в исследованных нами образцах и не может быть объяснено дополнительными механизмами рассеяния, указывают на наличие в кристалле дрейфовых барьеров, связанных с ковариантной или контрвариантной модуляцией энергетических зон кристалла и обусловленных неоднородностью исследованных образцов [21,22]. Причем отличие измеренной холловской подвижности от действительной тем большее, чем больший размер неоднородности. Присутствие в исследованных образцах объемных неоднородностей подтверждается, как уже отмечалось выше, линейным характером зависимостей $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0(B)$ в сильных магнитных полях.

По нашему мнению, в поле УЗ деформации происходит сглаживание внутрикристаллического потенциала. Акустостимулированный перевод в матрицу точечных дефектов, локализованных на (или вблизи) поглощающих УЗ волну протяженных дефектах, приводит к размыванию холмов потенциального рельефа и вовлечению большего объема кристалла в электропроводность на уровне протекания. Действительно, увеличение холловской подвижности в области примесной проводимости $T < 120$ К, а также появляющееся насыщение зависимостей $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0(B)$ в сильных магнитных полях в поле УЗ деформации подтверждают высказанные предположения.

Необходимо уточнить, что под неоднородностями, приводящими к образованию крупномасштабного потенциала, мы понимаем дислокации с окружающими их примесными атмосферами, скопления дислокаций, малоугловые границы, включения второй фазы основных ком-

понент твердого раствора и примесей, которые образуются вблизи дислокаций, и др. Учитывая доминирование акустодислокационного механизма взаимодействия УЗ волны с кристаллом и преимущественное поглощение вблизи таких макродефектов ультразвуковой энергии, можно предположить также, что сглаживание крупномасштабного потенциала обусловлено УЗ деионизацией локализованных на оси дислокации уровней, которые в исходном состоянии захватывают основные носители и образуют непроницаемые включения. В пользу этого может свидетельствовать АС увеличение концентрации электронов в области примесной проводимости [5]. Однако, как показывает исследование времен релаксации АС процессов в n -CdHgTe, при выключении УЗ нагружения концентрация и подвижность в исследованных образцах возвращаются к исходным значениям за времена $\sim 10^2 \div 10^3$ с, что свидетельствует скорее о диффузионном характере АС преобразований, чем о рекомбинационном, для которого времена релаксации составляют $\sim 10^{-6} \div 10^{-7}$ с.

Следует также отметить, что, несмотря на то что дислокации играют ключевую роль в АС эффектах в кристаллах CdHgTe, мы не рассматриваем рассеяние на дислокациях, поскольку вклад этого механизма становится заметным при температурах < 50 К и при плотности дислокаций $N_d > 10^6$ см $^{-2}$ [23]. В исследованных же образцах N_d не превышает 10^5 см $^{-2}$. Кроме того, мы не исключаем возможности АС образования при определенных условиях параллельного канала проводимости с большим по сравнению с матрицей значением подвижности носителей. Однако для подтверждения такого вывода необходимы дальнейшие исследования.

3.4. Рассеяние на оптических фононах

Наконец, обратимся к объяснению эффекта уменьшения подвижности носителей в области собственной проводимости. Считается установленным, что рассеяние носителей на оптических фононах является доминирующим в кристаллах CdHgTe от азотных до комнатных температур. Следовательно, уменьшение подвижности носителей в поле УЗ деформации в области собственной проводимости, которое наблюдается для всех исследованных образцов, можно объяснить УЗ модификацией фононного спектра CdHgTe. Действительно, в поле УЗ деформации происходит увеличение интенсивности полос спектров КРС (рис. 2), что можно, по-видимому, рассматривать как возрастание эффективной температуры кристалла, приводящее к увеличению интенсивности рассеяния на оптических фононах. Обращает на себя внимание тот факт, что степень УЗ воздействия на спектры КРС коррелирует с величиной АС изменения подвижности для данных образцов. Для количественных оценок необходимы дальнейшие исследования. Отметим только, что в области примесной проводимости, как и в области

собственной проводимости, вероятно, также происходит увеличение интенсивности рассеяния на оптических фононах.

Конкуренция описанных выше процессов хорошо объясняет особенности зависимостей холловской подвижности от интенсивности УЗ нагружения при различных температурах $\mu_H(\sigma_{US})$ (рис. 3). При меньших температурах характер зависимости $\mu_H(\sigma_{US})$ определяется АС сглаживанием внутрискристаллического потенциала, т.е. изменением условий протекания тока при УЗ нагружении вследствие увеличения эффективного объема кристалла на уровне протекания. При повышении температуры распределение концентрации по кристаллу выравнивается, области пространственного заряда исчезают. На этом фоне возрастает вклад рассеяния на колебаниях кристаллической решетки вообще и повышается эффективность действия этого механизма в поле УЗ деформации в частности, что и приводит сначала к насыщению, а затем и к спадающему характеру зависимости $\mu_H(\sigma_{US})$. Также становится понятной зависимость величины АС увеличения μ_H от абсолютного значения $\mu_{H,77}^0$. Наименьший эффект наблюдается в наиболее близком к структурно совершенному образце 1 с наибольшим значением $\mu_{H,77}^0$. Правомерно предположить, что в однородном кристалле CdHgTe , в котором можно пренебречь влиянием крупномасштабного потенциала, во всем диапазоне температур $77 \div 300$ К будет происходить АС уменьшение подвижности носителей вследствие увеличения интенсивности рассеяния на оптических фононах и сплавном потенциале.

4. Заключение

Таким образом, в работе обнаружено, что в условиях динамического УЗ нагружения кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ происходит увеличение холловской подвижности носителей в области примесной проводимости ($T < 120$ К), причем величина акустостимулированного изменения μ_H тем больше, чем менее структурно совершенным является кристалл, и уменьшение — в области собственной проводимости ($T > 120$ К) для всех исследованных образцов. Проведен анализ возможных механизмов УЗ влияния на μ_H с учетом рассеяния на оптических фононах, ионизированных примесях, сплавном потенциале и с учетом условий токопрохождения в кристалле. Показано, что в области примесной проводимости основной причиной УЗ увеличения холловской подвижности носителей является сглаживание макроскопического внутрискристаллического потенциала, обусловленного неоднородностью исследованных кристаллов, а в области собственной проводимости уменьшение подвижности определяется увеличением интенсивности рассеяния на оптических фононах.

Список литературы

- [1] К.А. Мысливец, Я.М. Олих. ФТТ, **32**, 2912 (1990).
- [2] П.И. Баранский, А.Е. Беляев, С.М. Комиренко, Н.В. Шевченко. ФТТ, **32**, 2159 (1990).
- [3] А.В. Любченко, Я.М. Олих. ФТТ, **33**, 788 (1985).
- [4] О.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина. УФЖ, **44**, 618 (1999).
- [5] А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина. ФТП, **33**, 410 (1999).
- [6] А.И. Власенко, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **25**, 1318 (1980).
- [7] Y.Y. Dubowski, T. Dietl, W. Szymanska, R.R. Galaska. J. Phys. Chem. Sol. **42**, 351 (1981).
- [8] W. Szymanska, T. Dietl. J. Phys. Chem. Sol., **39**, 1025 (1978).
- [9] А.И. Власенко, К.Р. Курбанов, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. УФЖ, **25**, 1392 (1980).
- [10] С.Г. Гасан-заде. Оптоэлектрон. и полупроводн. техн., **33**, 91 (1998).
- [11] А.И. Власенко, В.В. Горбунов, А.В. Любченко. УФЖ, **29**, 423 (1984).
- [12] И.Р. Гороховский, А.К. Лауринавичюс, Ю.К. Пожела, Е.И. Рашевская, Р.Р. Резванов. ФТП, **21**, 1998 (1987).
- [13] П.Н. Горлей, В.А. Шендеровский. *Вариационный метод в кинетической теории* (Киев, Наук. думка, 1992).
- [14] J. Kossut. Phys. St. Sol., (b), **86**, 593 (1978).
- [15] D. Chattopadhyay, B.R. Nag. Phys. Rev. B, **12**, 5676 (1975).
- [16] L. Makowski, M. Glicksman. J. Phys. Chem. Sol., **34**, 487 (1973).
- [17] Y.Y. Dobowski. Phys. St. Sol. (b), **85**, 663 (1978).
- [18] K.C. Hass, H. Ehrenreich, B. Velicky. Phys. Rev. B, **27**, 1088 (1983).
- [19] P. Moravec, R. Grill, J. Franc, P. Hoschl, E. Belas. Proc. SPIE, **3890**, 307 (1999).
- [20] F.J. Bartoli, C.A. Hoffman, J.R. Meyer. J. Vac. Sci. Technol. A, **1**, 1669 (1983).
- [21] M.A. Kinch, M.J. Brau, A. Simmons. J. Appl. Phys., **44**, 1649 (1973).
- [22] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. ФТП, **10**, 209 (1976).
- [23] H. Oszwaldowski. J. Phys. Chem. Sol., **46**, 791 (1985).

Редактор В.В. Чалдышев

The charge carrier mobility in $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ crystals under dynamic ultrasound loading

O.I. Vlasenko, Ya.M. Olikh, R.K. Savkina

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03650 Kyiv-28, Ukraine

Abstract The Hall mobility $\mu_H = R_H/\rho$ of $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ crystals has been investigated at dynamic ultrasound loading ($W_{US} \leq 10^4 \text{ W/m}^2$, $F = 5 \div 7 \text{ MHz}$). The increase of μ_H in a region of impurity conductivity ($T < 120 \text{ K}$) — the biggest effect that had ever been displayed by nonuniform crystals — and the mobility decrease in a region of the intrinsic conductivity ($T > 120 \text{ K}$) for all measured samples have been observed. An analysis of the possible mechanisms of the ultrasound influence on mobility with taking into account optical phonons, disorder, ionized impurity scattering mechanisms and the conditions of the current flow in crystal has been performed. It has been demonstrated that the main reason of the μ_H increase in the region of the impurity conductivity is the downsizing of the macropotential in the crystal and the increase of the optical phonons scattering mechanism intensity, which results in the decrease of Hall mobility in a region of the intrinsic conductivity.