



Original Research Article - Extended Abstract

Study of Electrical Property of Single Crystal InSb

Shahin Atashbar Tehrani¹, Nader Morshedian²¹ Assistant Professor, Department of Physics, Faculty of Nano and Bio Science and Technology, Persian Gulf University, P.O. Box: 75169 Bushehr, Iran.² Assistant Professor, Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran.*Corresponding Author's Email: atashbar@ipm.ir (Shahin Atashbar Tehrani)**Paper History:**

Received: 2024-03-10

Revised: 2024-07-18

Accepted: 2024-09-11

Keywords:Scattering Mechanism,
Hall Effect,
Conductivity Electrical,
Mobility

Abstract The present study aims to determine the scattering mechanism in two types of n- and p-type InSb single crystal semiconductors. For this purpose, the changes in the Hall constant, electrical conductivity, dynamics coefficient in the temperature range of 77K to 360K, and Hall effect with an intensity of 7900 Gauss were simultaneously measured and compared with the theoretical results. Additionally, Debye temperature and dispersion mechanism were determined from the curve of changes in the mobility coefficient with respect to temperature. Further, the energy of the forbidden band and overlapping temperature were calculated from the curve of changes in the electrical conductivity, and the density of the charged particles as well as the type of charge carriers were determined from the changes in the Hall constant with respect to temperature. From the change curve of the dynamic's coefficient with respect to temperature, the dispersion mechanism was defined. In this experiment, for the n-type sample, the scattering mechanism was carried out by the optical mode at high temperatures and by impurity at low temperatures. In the p-type sample, scattering was done by the acoustic mode. Finally, in both samples, the dynamics coefficient was theoretically calculated that showed good agreement with the experimental values.

<https://doi.org/10.30501/jamt.2024.447841.1298>URL: https://www.jamt.ir/article_205226.html**1. INTRODUCTION**

The electrical properties of the InSb semiconductor were studied in detail ([Morisaki, 1970](#); [Sugiyama & Kataoka, 1985](#); [Alberga et al., 1982](#); [Tukioka, 1991](#); [Tanenbaum & Maita, 1953](#); [Hrostowski et al., 1955](#); [Biernat & Kriechbaum, 1976](#)). Determining the scattering mechanism in semiconductors enables us to examine the behavior of electrical conductivity and mobility of charge carriers.

In the current research, the Hall effect behavior in different temperature ranges as well as variations in the mobility of charge carriers and electrical conductivity were studied based on the energy scattering mechanism. Basically, scattering of the charge carriers occurs in five cases, i.e., acoustic scattering mode, optical scattering mode, percentage of impurity, charge carriers, and crystal defects. The effects of all of the above-mentioned specifications are observable in a certain temperature range which is divided into two regions called high- and low-temperature region. At low temperatures, the range of atom vibrations in the position of the crystal lattice is quite low; therefore, it can be ignored. In this region, the changes result from the ionized impurity atoms and crystal defects. On the contrary, at high temperatures, the

atoms in the lattice sites move significantly from their equilibrium position due to thermal vibrations. The modes increase and as a result, thermal scattering by phonons prevails.

2. RESULTS AND DISCUSSION

The current study was carried out on two samples, i.e., p- and n-type samples. The temperature range of the analysis was from 77K to 360K, and the intensity of the magnetic field applied on the sample was 7900 Gauss. The amount of impurity in the two samples was measured as $[N_d]=9.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ and $[N_a]=9.2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, respectively.

In the sample with the impurity of $[N_d] = 9.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$, the mobility increased from 180° up to 300° and decreased from 300K to 360K. From 180K to 300K, the relation of mobility with respect to temperature was $\mu \sim T^{1.652}$, and from 300° to 360K, it was $\mu \sim T^{-1/2}$. The maximum mobility of 65000 $\text{cm}^2/\text{v sec}$ was measured at 300K. The obtained results were compared with the theoretical models, the results of which showed good agreement.



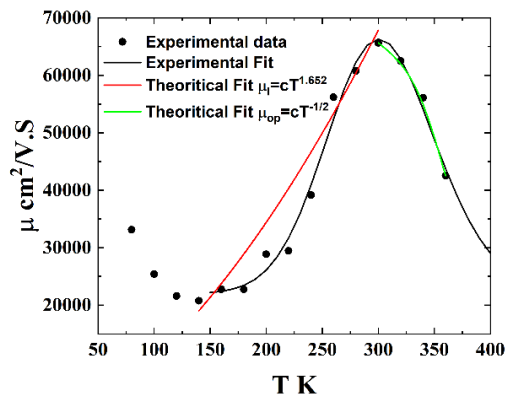


Figure 1. Mobility for sample n

In the sample with the impurity of $[N_a] = 9.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, the mobility decreased from 80K to 360K, and its dependence on temperature was calculated as $\mu \sim T^{-1.6}$, indicating that the Fermi level is degenerate.

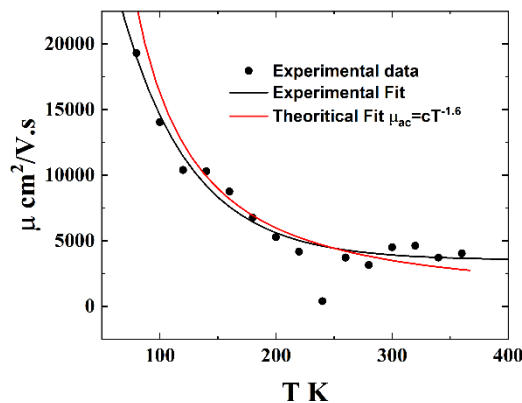


Figure.2. Mobility for sample p

In the first sample, an increase in the mobility is defined by the ionized atom scattering mechanism. Its decrease is also specified by the optical phonon scattering mechanism and interaction among the charge carriers. In the second example, both acoustic phonons scattering mechanism and interaction among the charge carriers play a significant role due to the lattice vibrations.

3. ACKNOWLEDGEMENT

This research was supported by Semiconductor Research Center of Materials and Energy Research Institute. The authors are grateful to all dear colleagues and their assistance throughout the research procedure and to all respected library staff of the Energy Materials Research Institute and their help in updating this manuscript as well.

REFERENCES

- Alberga, G. E., Van Welzenis, R. G., & De Zeeuw, W. C. (1982). High electric-field hall effect measurements on n-type InSb at 77 K. *Applied Physics A*, 27, 107-120. <https://doi.org/10.1007/BF00615813>
- Biernat, H., & Kriechbaum, M. (1976). Anomalous Hall effect of n-InSb at high magnetic fields. *Physica status solidi (b)*, 78(2), 653-665. <https://doi.org/10.1002/pssb.2220780225>
- Hrostowski, H. J., Morin, F. J., Geballe, T. H., & Wheatley, G. H. (1955). Hall effect and conductivity of InSb. *Physical Review*, 100(6), 1672. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.1672>
- Morisaki, H. (1970). Measurement of Hall effect in InSb by self-magnetic field. *Solid-State Electronics*, 13(7), 911-918. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(70\)90087-0](https://doi.org/10.1016/0038-1101(70)90087-0)
- Sugiyama, Y., & Kataoka, S. (1985). S/N study of micro-Hall sensors made of single crystal InSb and GaAs. *Sensors and Actuators*, 8(1), 29-38. [https://doi.org/10.1016/0250-6874\(85\)80022-6](https://doi.org/10.1016/0250-6874(85)80022-6)
- Tukioka, K. T. K. (1991). The determination of the deformation potential constant of the conduction band in InSb by the electron mobility in the intrinsic range. *Japanese journal of applied physics*, 30(2R), 212. <https://iopscience.iop.org/issue/1347-4065/30/2R>
- Tanenbaum, M., & Maita, J. P. (1953). Hall effect and conductivity of InSb single crystals. *Physical Review*, 91(4), 1009. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.91.1009>



مقاله کامل پژوهشی

مطالعه‌ی خواص الکتریکی تک‌بلور InSb

شاهین آتشبار تهرانی^{۱*}، نادر مرشدیان^۲

^۱ استادیار، گروه فیزیک، دانشکده‌ی علوم و فناوری نانو و زیست، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر، ایران

^۲ استادیار، پژوهشکده‌ی پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، ایران

تاریخچه‌ی مقاله:

ثبت اولیه: ۱۴۰۲/۱۲/۲۰

بازنگری: ۱۴۰۳/۰۴/۲۸

پذیرش قطعی: ۱۴۰۳/۰۶/۲۱

کلیدواژه‌ها:

سازگار پراکندگی،

اثر هال،

هدایت الکتریکی،

تحریک

چکیده این پژوهش تعیین سازوکار پراکندگی در دو نوع نیمه‌رسانای تک‌بلور بلوری InSb از نوع n و p است. برای این منظور، هم‌زمان تغییرات ثابت هال، هدایت الکتریکی و ضریب پویایی‌پذیری در گستره‌ی دمایی ۷۷ K تا ۳۶۰ K و اثر هال با شدت میدان مغناطیسی ۷۹۰۰ گوس اندازه‌گیری و با نتایج تئوری مقایسه شده است. همچنین، دمای دمای و سازوکار پراکندگی از روی منحنی تغییرات ضریب پویایی‌پذیری از نظر دما، تعیین انرژی نوار ممنوعه و دمای هم‌پوشانی از روی منحنی تغییرات هدایت الکتریکی، تعیین چگالی ذرات باردار و با مشخص کردن نوع حامل‌های بار از روی تغییرات ثابت هال از نظر دما تعیین شده است. از روی منحنی تغییرات ضریب پویایی‌پذیری از نظر دما، سازوکار پراکندگی مشخص شده است. در این آزمایش، برای نمونه‌ی n پراکندگی به‌وسیله‌ی مد اپتیکی در دماهای بالا و ناخالصی در دماهای پایین انجام شده است. در نمونه‌ی p، پراکندگی از طریق مد آکوستیکی انجام شده و در هر دو نمونه ضریب پویایی‌پذیری به‌صورت نظری محاسبه شده که با مقادیر تجربی توافق خوبی داشته است.



<https://doi.org/10.30501/jamt.2024.447841.1298>

URL: https://www.jamt.ir/article_205226.html

۱- مقدمه

هرکدام از موارد فوق، در گستره‌ی دمایی خاصی اثر خود را نشان می‌دهد. این گستره‌ی دمایی به دو منطقه‌ی دماهای بالا و دماهای پایین تقسیم می‌شود.

در دمای پایین، پراکندگی ناشی از اتم‌های ناخالصی یونیده و نقص‌های بلوری است. در این حالت، دامنه‌ی ارتعاشات اتم در جایگاه شبکه‌ی بلوری بسیار کم است و می‌توان از آن صرف‌نظر کرد. دمای پایین بسته به نوع نیمه‌هادی تعریف می‌شود و برای هر نیمه‌هادی دمای پایین متفاوت است. مثلاً، دمای پایین برای بلور InSb زیر ۳۰۰ K برای ناخالصی کم تعریف می‌شود. از طرف دیگر، در دماهای بالا و نوسان گرمایی بیشتر، اتم‌های موجود در نقاط شبکه جابه‌جایی زیادی از مکان تعادل در شبکه‌ی بلوری داشته‌اند و مدهای ارتعاشی افزایش یافته‌اند و در نتیجه پراکندگی گرمایی ناشی از فونون‌ها غالب شده است. در بخش‌های بعدی به بررسی سازوکارهای پراکندگی و روابط

درباره‌ی خواص الکتریکی نیمه‌هادی InSb، ایندیم از گروه سوم و آنتیموان از گروه پنجم جدول تناوبی، مطالعات زیادی شده است (Morisaki, 1970; Sugiyama & Kataoka, 1985; Alberga et al., 1982; Tukioka, 1991; Tanenbaum & Maita, 1953; Hrostowski et al., 1955; Biernat & Kriechbaum, 1976). تعیین سازوکار پراکندگی در نیمه‌رساناها نقش بسزایی در تعیین رفتار هدایت الکتریکی و ضریب پویایی‌پذیری حامل‌های بار دارد. برای این منظور، شناخت سازوکار پراکندگی با استفاده از آزمایش اثر هال در گستره‌ی دمایی متفاوت انجام شده و ضریب پویایی‌پذیری حامل‌های بار نیز در دماهای گوناگون محاسبه شده است. پراکندگی حامل‌های بار به پنج صورت اتفاق می‌افتد که عبارت هستند از پراکندگی توسط مد آکوستیکی، مد اپتیکی، ناخالصی، پراکندگی توسط سایر حامل‌های بار و نقص‌های شبکه‌ی بلور.

*عهده‌دار مکاتبات شاهین آتشبار تهرانی

نشانی: تهران پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM) پژوهشکده‌ی ذرات و شتابگرها، صندوق پستی 19395-5746، تلفن: 021 22 80 9 50 +98،

دورنگار: 021 22 80 91 48 +98

پیام‌نگار: atashbar@ipm.ir

نظری ارائه شده می‌پردازیم. و $E_{cl} = 33eV$ است. جرم مؤثر محاسبه شده در فرمول به دما و انرژی ممنوعه‌ی بلور وابسته است و از رابطه‌ی ۲ پیروی می‌کند (Molodyan et al., 1966):

$$E_g(T) = (0.2357 - 9.6 \times 10^{-5} T) eV$$

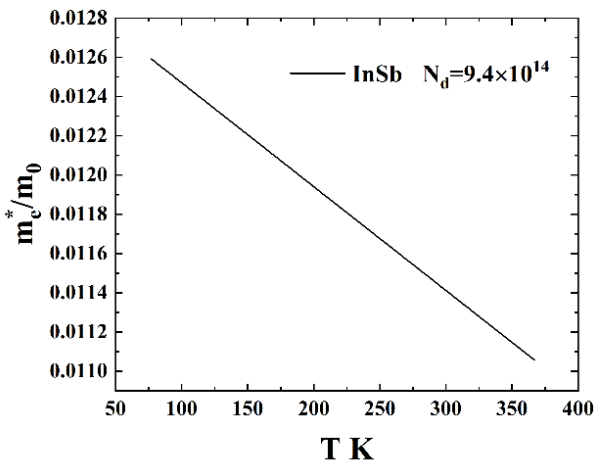
$$m_h(T) = m_h^* \frac{E_g(T)}{E_g(0)}$$

$$m_h^*(T) = m_h(T) \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{(\hbar 2\pi)^2 N_d}{E_g(T) m_h(T)} \right)^{1/2} \quad (2)$$

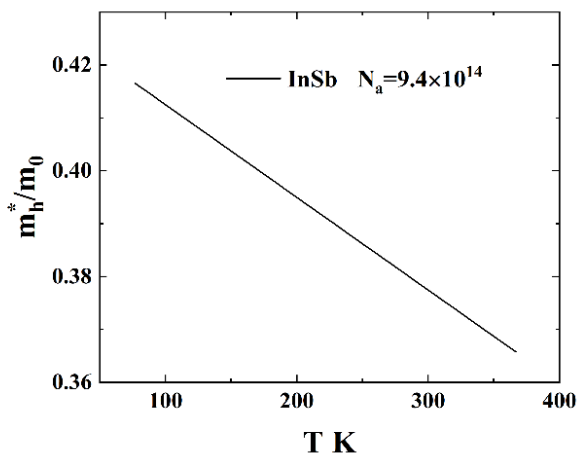
$$m_e(T) = m_e^* \frac{E_g(T)}{E_g(0)}$$

$$m_e^*(T) = m_e(T) \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{(\hbar 2\pi)^2 N_d}{E_g(T) m_e(T)} \right)^{1/2}$$

مقدار جرم مؤثر الکترون در بلور InSb برابر با $m_h^* = 0.43m_0$ و جرم مؤثر حفره برابر با $m_e^* = 0.014m_0$ است (Sladek, 1957). از آنجایی که جرم مؤثر الکترون بسیار کوچک است، ضریب پویایی پذیری بالایی دارد.



شکل ۱. وابستگی جرم مؤثر الکترون به دما برای بلور InSb



شکل ۲. وابستگی جرم مؤثر حفره به دما برای بلور InSb

۲- پراکندگی مد آکوستیکی

نوار انرژی نوسان‌های شبکه‌ی بلوری گسسته یا کوانتومی است. مشابه با فوتون برای موج الکترومغناطیس، کوانتم انرژی شبکه‌ی بلوری شبه‌ذره‌ی فونون نامیده می‌شود. نوسان‌های گرمایی بلورها به شکل امواج کشسان یا فونون‌هایی هستند که بر اثر گرما برانگیخته شده‌اند.

نوسان‌های گرمایی اتم‌ها در شبکه ممکن است به صورت امواج آکوستیک یا امواج اپتیکی ظاهر شود. این گونه امواج به دو صورت طولی و عرضی یا هر دو در شبکه ایجاد می‌شوند و با سرعتی مشخص در طول شبکه انتشار می‌یابند. امواج عرضی پتانسیل تناوب شبکه را تغییر می‌دهند و یک مرکز پراکندگی برای الکترون ایجاد می‌کنند. این نوسان‌ها سبب تغییر شکل در ساختار نواری انرژی در باند هدایت می‌شود. امواج طولی در شبکه نیز سبب اضافه شدن پتانسیل تناوب شبکه می‌شود (در هر دو مدار ظرفیت و هدایت). این پدیده را «تغییر شکل شبکه» می‌گویند که یک مرکز پراکندگی برای الکترون ایجاد می‌کند. این پراکندگی در گستره‌ی دماهای بالا ناشی از برهم‌کنش بین فونون آکوستیکی و ذرات باردار است. با افزایش دامنه‌ی نوسان اتم‌ها در جایگاه شبکه‌ی بلوری، پراکندگی ناشی از آن شدیدتر می‌شود و طول پویا آزاد حامل‌ها کاهش می‌یابد و در نتیجه ضریب پویایی پذیری حامل‌ها کاهش خواهد یافت. کاهش ضریب پویایی پذیری با افزایش درجه‌ی حرارت به شکل $T^{-3/2}$ در مد آکوستیکی متناسب است (Shockley & Bardeen, 1950).

رابطه‌ی ضریب پویایی پذیری با دما از رابطه‌ی ۱ به دست می‌آید (Shockley & Bardeen, 1950):

$$\mu_{ac} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{3} \frac{q\hbar\rho c_l^2}{m_h^{*5/2} E_{cl}^2} (k_b T)^{-3/2} \quad (1)$$

در رابطه‌ی ۱ داریم:

$$q = 1.6 \times 10^{-19} C$$

$$\hbar = 1.05361 \times 10^{-34} Js$$

$$\rho = 5.77 \times 10^3 Kgm^{-3}$$

$$k_b = 1.38 \times 10^{-23} J.K^{-1}$$

همچنین، $c_l = (c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}) / 3$ است که در آن

(Slutsky & Garland, 1959):

$$c_{11} = 6.67 \times 10^{11} dyn.cm^{-2}$$

$$c_{12} = 3.65 \times 10^{11} dyn.cm^{-2}$$

$$c_{44} = 3.02 \times 10^{11} dyn.cm^{-2}$$

درخواست، برای خواننده‌ی مقاله فرستاده خواهد شد.

در حالت کلی، ضریب پویایی‌پذیری در این پراکندگی با رابطه‌ی ۳ داده می‌شود (Kobaidze et al., 2018; Howarth & Sondheimer, 1953):

$$\mu_{op} = \frac{16a^3 M \omega (k_b T) (e^z - 1) G(\xi, z)}{3e^3 h^2 n} \quad (3)$$

در رابطه‌ی بالا n به شکل:

$$n = \frac{4\pi(2m^* k_b T)^{3/2} F_{1/2}(\xi)}{h^3} \quad (4)$$

و $F_{1/2}(\xi)$ از رابطه‌ی انتگرالی ۵ به دست می‌آید:

$$F_k(\xi) = \int_0^\infty \frac{x^k dx}{e^{x-\xi} + 1} \quad (k > -1) \quad (5)$$

و همچنین ξ با رابطه‌ی ۶ داده می‌شود:

$$\xi = -E_d / (2k_b T) - \frac{1}{2} \ln \{ 4(2\pi m_c^* k_b T)^{3/2} / (n_i h^3) \} \quad (6)$$

که در رابطه‌ی بالا چگالی ذاتی به وسیله‌ی رابطه‌ی ۷ تعریف می‌شود:

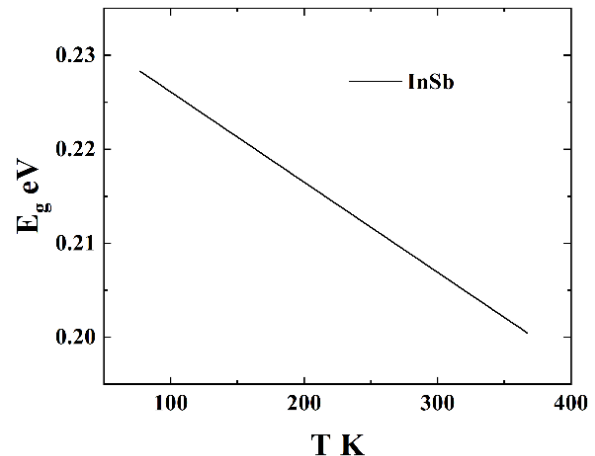
$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_c^* k_b T}{h^2} \right)^{3/2} \quad N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_b T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (7)$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \text{Exp}[-E_g / (2k_b T)]$$

در دمای $T = 300 \text{ K}$ ، چگالی مؤثر حالت‌ها در نوار رسانش برای بلور InSb برابر با $N_c = 9.91233 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ و چگالی مؤثر حالت‌ها در نوار والانس برابر با $N_v = 6.58327 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ و همچنین چگالی ذاتی برابر با $n_i = 8.58279 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ است.

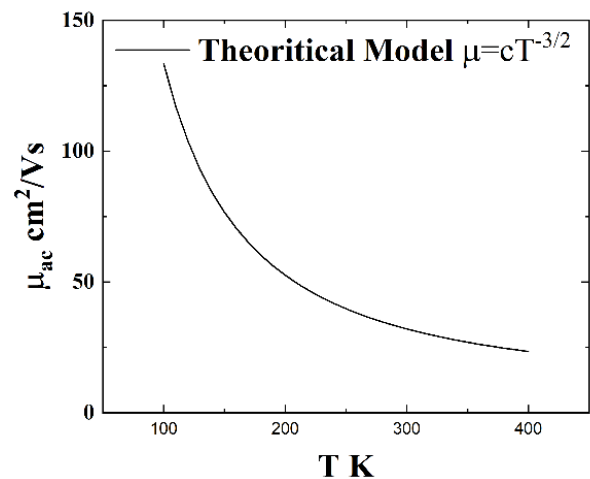
همچنین، در رابطه‌ی ۳، $G(\xi, z)$ به شکل زیر نمایش داده می‌شود:

$$\begin{aligned} G(\xi, z) &= (25F_{3/2}^2(\xi)D_{00}(\xi, z) + 9F_{1/2}^2(\xi) \\ &D_{11}(\xi, z) - 30F_{1/2}(\xi)F_{3/2}(\xi)D_{01}(\xi, z)) / \\ &(4(D_{01}(\xi, z)D_{11}(\xi, z) - D_{01}(\xi, z)^2)) \\ D_{00} &= \int_0^\infty \frac{\sqrt{y(y+z)} dy}{(e^{-y+\xi} + 1)(e^{y-\xi} + e^{-z})} \\ D_{01} &= \int_0^\infty z^2 \sinh^{-1}(\sqrt{y/z}) + (2y+z) \\ &\frac{dy}{\sqrt{y(y+z)}(e^{-y+\xi} + 1)(e^{y-\xi} + e^{-z})} \\ D_{11} &= 2 \int_0^\infty z^2 (2y+z) \sinh^{-1}(\sqrt{y/z}) + y^{3/2} \\ &\frac{dy}{(y+z)^{3/2}(e^{-y+\xi} + 1)(e^{y-\xi} + e^{-z})} \end{aligned} \quad (8)$$



شکل ۳. انرژی قدغن بلور InSb بر حسب به دما

در شکل ۱ و ۲ و ۳، جرم مؤثر و انرژی ممنوعه‌ی بلور InSb با توجه به رابطه‌ی ۲ رسم شده‌اند.



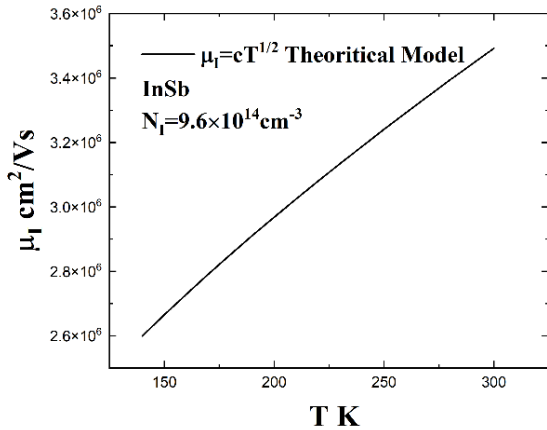
شکل ۴. وابستگی ضریب پویایی‌پذیری به دما در مدل نظری برای پراکندگی آکوستیک

در شکل ۴، وابستگی ضریب پویایی‌پذیری به دما برای پراکندگی آکوستیک نشان داده شده است، با در نظر گرفتن این نکته که جرم مؤثر به دما وابسته و با مقدار ناخالصی $9.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ رسم شده است.

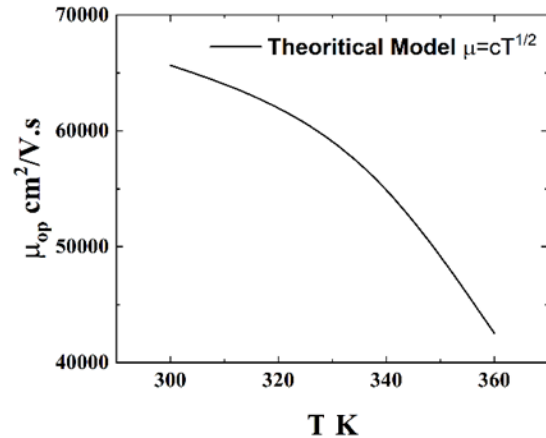
۳- پراکندگی مد اپتیکی

یکی دیگر از مدهای بسیار مهم، که در شبکه‌ی بلوری تشدید می‌شود، مد اپتیکی است. این مد پس از گذشتن از دمای دمای ایجاد شده و ضریب پویایی‌پذیری از نظر دما به صورت نمایی رشد می‌کند. در درجه‌ی حرارت بالا می‌توان این ضریب را بسط داد و وابستگی به دما را به صورت $T^{-1/2}$ به دست آورد (Kobaidze et al., 2018; Howarth & Sondheimer, 1953).

تحلیل این پراکندگی با شبیه‌سازی با برنامه‌ی متلب، در صورت



شکل ۶. تغییرات ضریب پویایی‌پذیری از نظر دما به صورت نظری برای بلور InSb از نظر ناخالصی



شکل ۵. تغییرات ضریب پویایی‌پذیری از نظر دما به صورت نظری برای بلور InSb در مد اپتیکی

از پدیده‌ی استتار توصیف کرد. در پراکندگی ناشی از الکترون-الکترون ویژگی حیرت‌انگیزی وجود دارد که در آن‌ها الکترون‌های رسانش، با اینکه فاصله‌شان $2A^\circ$ است، می‌توانند در برخورد‌ها با یکدیگر فواصل طولانی را طی کنند. طول پویا آزاد برای برخورد الکترون-الکترون در دمای اتاق، $10^4 A^\circ$ و در دمای ۱K از ۱۰ سانتی‌متر بیشتر است. دو عامل سبب افزایش طول پویا آزاد می‌شوند. مهم‌ترین عامل اصل طرد پائولی و عامل بعدی استتار برهم‌کنش کولنی بین دو الکترون است. پراکندگی الکترون-حفره زمانی رخ می‌دهد که جرم مؤثر حفره از جرم مؤثر الکترون بیشتر باشد. به‌ویژه در InSb این شرط برقرار است (Erginsoy, 1950).

۶- خواص الکتریکی در تک‌بلور InSb

به‌طورکلی، هدایت الکتریکی نیمه‌رساناهای آلاینده با ناخالصی در سه ناحیه‌ی متفاوت از گستره‌ی دمایی بررسی می‌شود.

در ناحیه‌ی اول که دما خیلی پایین است، الکترون‌های تراز بخشنده وارد نوار هدایت می‌شوند و این عمل با افزایش دما ادامه می‌یابد تا زمانی که نوار بخشنده از الکترون خالی شود. این عمل تا دمای معینی به نام دمای تهی‌سازی T_s ادامه می‌یابد و با افزایش هدایت الکتریکی ناشی از جمعیت الکترون در نوار هدایت همراه است. هم‌زمان، ثابت هال کاهش می‌یابد که نشان می‌دهد جمعیت الکترون‌های ناشی از باند بخشنده در تراز هدایت افزایش یافته است. این گستره را به نام «گستره‌ی یونش انجمادی» Freezing range می‌شناسند.

در شکل ۵، تغییرات ضریب پویایی‌پذیری از نظر دما رسم شده است.

۴- پراکندگی ناخالصی

در نیمه‌رسانای ناخالص، حتی در دمای بسیار پایین، اکثر اتم‌های ناخالصی نیمه‌رسانا یونیده‌اند. این امر کاملاً طبیعی است؛ زیرا رسانندگی این نیمه‌رسانا عمدتاً از یون‌های ناخالصی است. در نتیجه، پراکندگی حاصل از یون‌های ناخالص بسیار شدیدتر از پراکندگی اتم‌های خنثی است. در پراکندگی حاصل از اتم‌های یونیده، فقط لازم است حامل بار به داخل میدان الکتریکی یون وارد شود، درحالی‌که در پراکندگی حاصل از اتم خنثی به برخورد مستقیم نیاز دارد. ضریب پویایی‌پذیری با دما به شکل $T^{1/2}$ متناسب است (Brooks, 1955).

رابطه‌ی پراکندگی و ضریب پویایی‌پذیری در رابطه‌ی (۹) مشخص می‌شود (Brooks, 1955):

$$\mu_H = \frac{64\sqrt{\pi}\epsilon_0^2 e_s^2 (2k_b T)^{1/2}}{N_A e^3 m_e^{*1/2} \ln[1 + (12\pi\epsilon_0\epsilon_s k_b T / e^2 N_A^{1/3})^{1/2}]} \quad (9)$$

در رابطه‌ی ۹، مقادیر ثابت عبارت هستند [۱۵]:

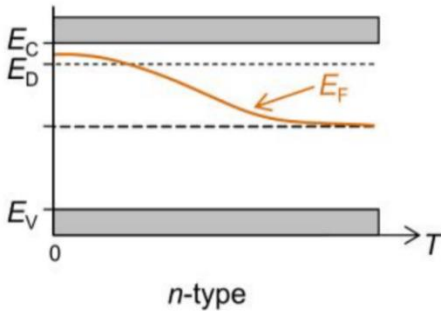
$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$$

$$\epsilon_s = 16.8$$

شکل تغییرات ضریب پویایی‌پذیری از نظر دما در شکل ۶ برای بلور InSb از نظر ناخالصی رسم شده است

۵- پراکندگی حامل‌های بار

پراکندگی توسط حامل‌های بار را می‌توان بر اساس پراکندگی الکترون-الکترون و الکترون-حفره و پراکندگی ناشی



شکل ۸ نمایش تغییرات سطح فرمی در نیمه‌های نوع n بر حسب تغییرات درجه‌ی حرارت

۷- آماده‌سازی نمونه‌ی تجربی و نحوه‌ی آزمایش

برای بالا بردن دقت اندازه‌گیری اثر هال، انتخاب ابعاد نمونه نقش مؤثری دارد. تجربه نشان می‌دهد که نمونه‌های مکعب مستطیل با ضخامت کم b و طول L با نسبت $L/b=3$ دارای دقت اندازه‌گیری بین ۲ تا ۵ درصد هستند (Rowe & Bunce, 1971).

قبل از اتصال‌گذاری، نمونه با پردازش سطح و تمیزسازی آماده می‌شود. سپس، این نمونه با اسید آغشته با آب مقطر شست‌وشو داده می‌شود و برای اتصال‌گذاری آماده می‌شود. InSb را با اسیدهایی مانند NO_3H ، CH_3COOH ، HF، H_2O با نسبت ۱، ۱، ۲، ۴ و مدت ۴۵ ثانیه شست‌وشو می‌دهند.

۸- اتصال‌گذاری

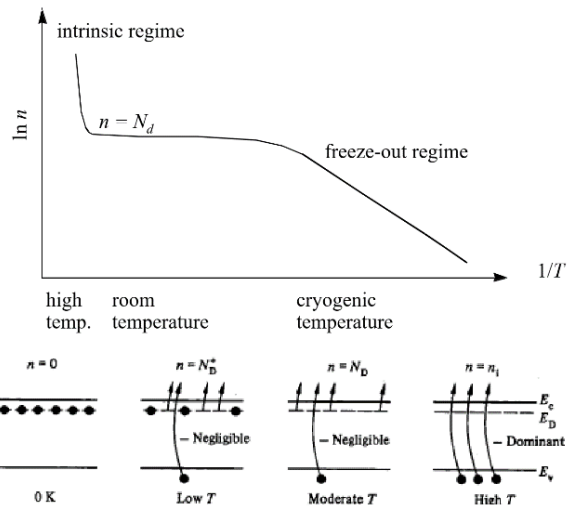
در انتخاب اتصال باید به چند مورد توجه خاص داشت که عبارت هستند از (Baca et al., 1997):
 الف) در اتصال مقاومتی، حالت یکسوکندگی (دایود) ایجاد نشود و مقاومت بین نمونه و اتصال از مقاومت خود نمونه بیشتر نباشد؛ ب) ابعاد اتصالی طوری انتخاب شود که وابستگی خطی پتانسیل هال به میدان مغناطیسی ضعیف از بین نرود؛ ج) اتصالات دقیقاً روبه‌روی هم قرار گیرند، یعنی در یک سطح پتانسیل برابر قرار داشته باشند؛ د) اتصالات در تمامی گستره‌ی دمایی به‌صورت مقاومتی عمل کنند.

برای اینکه بتوان بین فلز و نیمه‌رساناها اتصال مقاومتی ایجاد کرد باید به تابع کار فلز و نیمه‌رساناها توجه داشت. اتصال انتخابی برای سه نمونه‌ی آزمایشی عبارت هستند از:

- کنتاکت نوع p: In ۹۵ درصد و Sb ۵ درصد
- کنتاکت نوع n: Sn ۹۹ درصد و Te ۱ درصد

در ناحیه‌ی دوم، یعنی $T > T_s$ ، پس از گذشت دمای تهی‌سازی برای تراز بخشنده، تعداد الکترون‌های نوار هدایت ثابت می‌ماند و هنوز نوسان‌های گرمایی شبکه به‌حدی نرسیده که تراز ظرفیت را برانگیزد و سبب ازدیاد جمعیت الکترون در باند هدایت شود. این گستره را به نام «گستره‌ی غیرذاتی» Freeze ionzation می‌شناسند. در این گستره، تراکم حامل‌های آزاد را می‌توان با رابطه‌ی $n \sim N_d$ تعیین کرد. در این مرحله، ثابت هال تقریباً ثابت می‌ماند.

در ناحیه‌ی سوم، با افزایش بیشتر دما، گذار الکترون از نوار ظرفیت به نوار رسانش پیوسته شدیدتر می‌شود. این عمل در دمای معین T_i اتفاق می‌افتد و به آن «دمای هم‌پوشی» Overlap temperature می‌گویند. بعد از گذر از این دما، تعداد الکترون‌ها آن‌قدر زیاد می‌شود که تراکم الکترون‌های ذاتی (یعنی الکترون‌هایی که از نوار ظرفیت آمده‌اند) با تراکم الکترون‌های ناخالصی مقایسه می‌شوند و در نتیجه رسانندگی هم بیشتر می‌شود. همان‌گونه که قبلاً گفته شد، به این گستره «گستره‌ی ذاتی» Inherent range می‌گویند و هم‌زمان ثابت هال در این گستره از دما کاهش می‌یابد که نشان‌دهنده‌ی افزایش جمعیت الکترون در باند هدایت است.

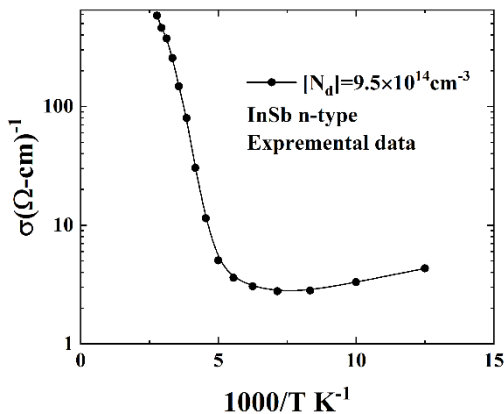


شکل ۷. توزیع چگالی حامل‌های بار بر حسب دما در ناحیه‌های متفاوت اثرات دمایی

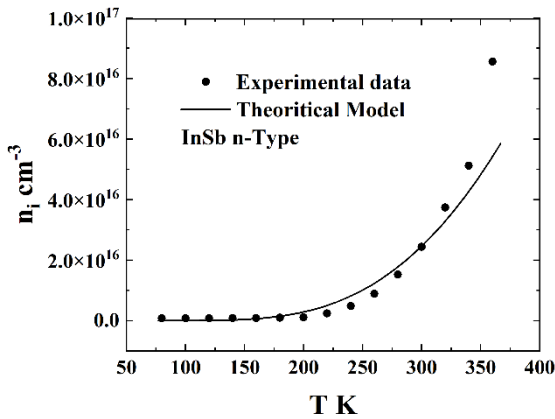
باید گفت که تراز فرمی برای حالتی که دما بسیار پایین است، در نوار بخشنده (در حال تهی‌سازی) قرار می‌گیرد. با افزایش دما و با وارد شدن در دمای ذاتی سطح فرمی در وسط شکاف یا گاف نوار ممنوعه قرار می‌گیرد که در شکل ۸ نشان داده شده است:

۹- بحث و نتیجه‌گیری

آزمایش روی دو نمونه انجام شده و اثر حال اندازه‌گیری شده است. یک نمونه از نوع p و یک نمونه از نوع n در گستره‌ی دمایی از ۷۷K تا ۳۶۰K و شدت میدان مغناطیسی مشخص شده بر روی نمونه‌ی ۷۹۰۰ گوس انتخاب شده است. مقدار ناخالصی در نمونه‌ها عبارت است از $[N_d]=9.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ و $[N_a]=9.2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

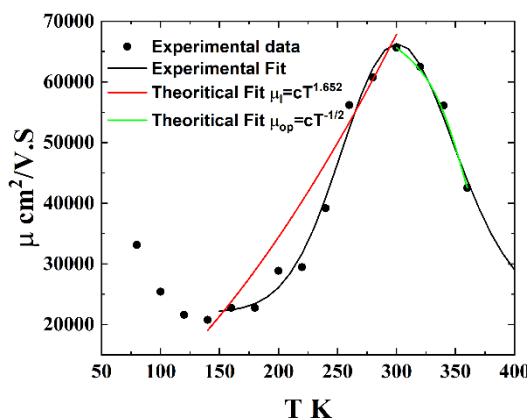


شکل ۱۰. هدایت الکتریکی برای نمونه‌ی n

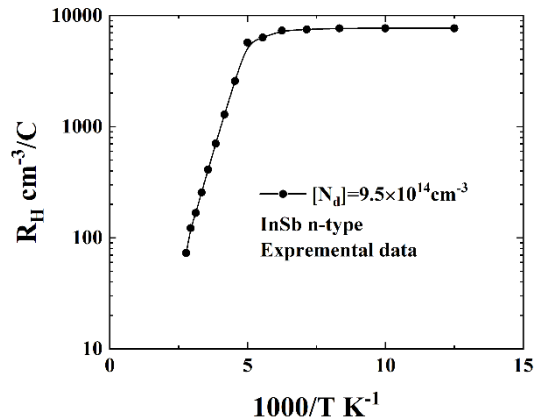


شکل ۱۱. مقایسه‌ی بین مدل نظری و اندازه‌گیری تجربی برای حامل‌های ذاتی در بلور InSb از نوع n

برای نمونه‌ای با ناخالصی $[p]=9.2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ، ثابت حال سیر کاهش‌ی بسیار کمی را نشان می‌دهد و بعد از آن ثابت می‌ماند و وارد گستره‌ی ذاتی نمی‌شود و علامت ثابت حال مثبت است. برای نمونه‌ای با ناخالصی $[p]=9.2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ، رسانش الکتریکی کم می‌شود که تبهگنی تراز انرژی و هم‌پوشی بین دو تراز فرمی و رسانش را نشان می‌دهد.



شکل ۱۲. تغییرات ضریب پویایی بر حسب دما برای نمونه‌ی n



شکل ۹. تغییرات ثابت حال بر حسب عکس دما برای نمونه‌ی n

نمودار شکل ۹ تغییرات ثابت حال را از نظر دما برای نمونه‌ی نوع n نشان می‌دهد. برای نمونه‌ی با ناخالصی $[N_d]=9.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ از دمای ۲۰۰K ثابت حال کاهش پیدا می‌کند و وارد گستره‌ی ذاتی می‌شود. این دما را دمای هم‌پوشی در نظر می‌گیریم. بعد از این دما بر اثر تغییر سطح فرمی از حالت هم‌پوشی درمی‌آید و علامت ثابت حال در این حالت منفی است. در شکل ۱۰، هدایت الکتریکی برای نمونه‌ی n در گستره‌ی دمایی از ۷۰K تا ۱۶۰K به صورت نزولی عمل می‌کند که نشان‌دهنده‌ی بالا رفتن سطح فرمی در نوار رسانش است و بعد از ۱۶۰K هدایت الکتریکی به صورت افزایشی عمل می‌کند که در حقیقت وارد رسانش ذاتی خواهد شد و سطح فرمی بین نوار ظرفیت و نوار رسانش قرار خواهد گرفت.

با محاسبه‌ی شیب خط انرژی، نوار ممنوعه برابر با ۰/۲۱eV به دست می‌آید که با روش اپتیکی کمی تفاوت دارد. در روش اپتیکی، در دمای صفر کلونین، مقدار انرژی نوار ممنوعه ۰/۲۶eV و در دمای اتاق ۰/۱۶eV است. در شکل ۹، حامل‌های ذاتی در تک‌بلور InSb اندازه‌گیری می‌شوند. در دماهای گوناگون می‌توان رسانش نمونه را از روی اثر حال به دست آورد و با مدل نظری در رابطه‌ی ۷ مقایسه کرد. نتایج محاسبه با مقادیر

در شکل ۱۳، ثابت هال و، در شکل ۱۴، هدایت الکتریکی در نمونه‌ای با ناخالصی $[Na]=9.2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ، مقدار آن ثابت است و مقدار پویایی پذیری در شکل ۱۵ از دمای ۸۰ کلون تا ۳۶۰ کلون کاهش می‌یابد و وابستگی آن به دما به صورت $\mu \sim T^{-1.6}$ نمایش داده می‌شود که نشان‌دهنده تبهگنی تراز فرمی در باند ظرفیت است. در نمونه‌ی اول، افزایش پویایی پذیری ناشی از سازوکار پراکندگی از اتم‌های یونیزه است و کاهش آن با سازوکار پراکندگی به وسیله‌ی فونون اپتیکی و برهم‌کنش بین حامل‌های بار توصیف می‌شود. در نمونه‌ی دوم، سازوکار پراکندگی ناشی از فونون‌های آکوستیکی و برهم‌کنش حامل‌های بار با فونون ناشی از نوسان‌های شبکه بوده است.

در آخر، لازم است به این نکته اشاره شود که یکی از کاربردهای مهم بلور InSb استفاده از خاصیت مگنتوآپتیکی آن است. اخیراً مطالعات جدیدی درباره‌ی این خاصیت روی این بلور انجام شده است (Peard et al., 2021). مطالعه‌ی دیگری (Wang et al., 2008). همچنین، مطالعاتی درباره‌ی بلورهای ناهم‌ساختار مثل InSb/InSe و خواص الکتریکی آن انجام شده است (Wang et al., 2020).

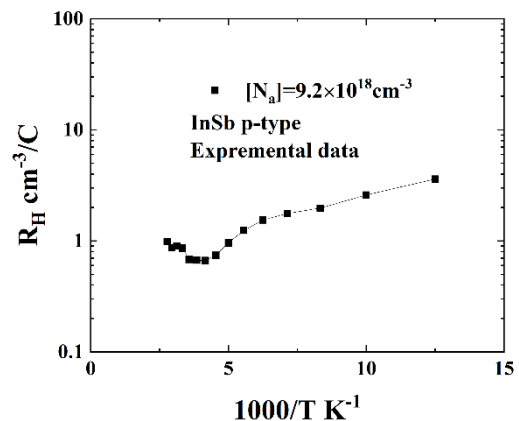
۱۰- سپاسگزاری

این پژوهش با حمایت پژوهشکده‌ی نیمه‌هادی پژوهشگاه مواد و انرژی انجام شده است که پیشاپیش از همگی همکاران عزیز که در این پژوهش مرا یاری کرده‌اند بی‌نهایت سپاسگزارم. همچنین، از همگی کارکنان محترم کتابخانه‌ی پژوهشگاه مواد انرژی که در به‌روزرسانی این مقاله مرا یاری کردند بسیار سپاسگزارم.

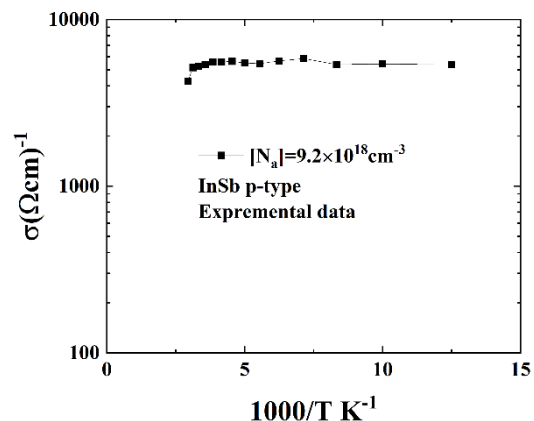
مراجع

- Alberga, G. E., Van Welzenis, R. G., & De Zeeuw, W. C. (1982). High electric-field hall effect measurements on n-type InSb at 77 K. *Applied Physics A*, 27, 107-120. <https://doi.org/10.1007/BF00615813>
- Baca, A. G., Ren, F., Zolper, J. C., Briggs, R. D., & Pearton, S. J. (1997). A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors. *Thin Solid Films*, 308, 599-606. [https://doi.org/10.1016/S0040-6090\(97\)00439-2](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(97)00439-2)
- Biernat, H., & Kriechbaum, M. (1976). Anomalous Hall effect of n-InSb at high magnetic fields. *Physica status solidi (b)*, 78(2), 653-665. <https://doi.org/10.1002/pssb.2220780225>
- Brooks, H. (1955). Theory of the electrical properties of germanium and silicon. In *Advances in electronics and electron physics* (Vol. 7, pp. 85-182). Academic Press. [https://doi.org/10.1016/S0065-2539\(08\)60957-9](https://doi.org/10.1016/S0065-2539(08)60957-9)

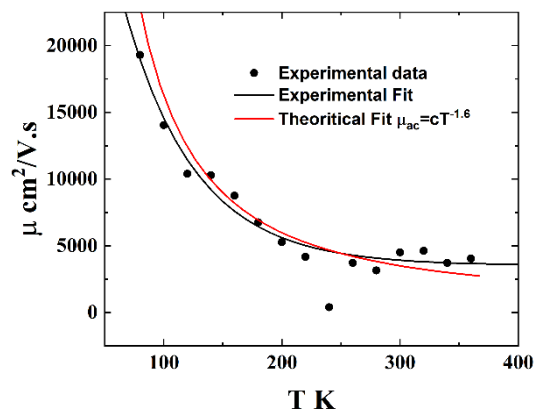
همان‌طور که در شکل ۱۲ مشاهده می‌شود، در نمونه‌ای با ناخالصی $[Na]=9.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ و گستره‌ی دمای ۱۸۰ K تا ۳۰۰ K، ضریب پویایی پذیری افزایشی و از ۳۰۰ K تا ۳۶۰ K کاهش می‌یابد. از ۱۸۰ K تا ۳۰۰ K پویایی پذیری با دما به شکل $\mu \sim T^{1.652}$ متناسب و از ۳۰۰ K تا ۳۶۰ K ضریب پویایی پذیری به صورت $\mu \sim T^{-1/2}$ متناسب است. بیشینه‌ی ضریب پویایی پذیری $65000 \text{cm}^2/\text{v sec}$ در دمای ۳۰۰ K اندازه‌گیری شده است. این نتایج با مدل‌های نظری مقایسه شدند و سازگاری خوبی را نشان می‌دهند.



شکل ۱۳. تغییرات ثابت هال بر حسب عکس دما برای نمونه‌ی p



شکل ۱۴. تغییرات هدایت الکتریکی بر حسب عکس دما برای نمونه‌ی p



شکل ۱۵. تغییرات پویایی از نظر دما در نمونه‌ی p

5. Erginsoy, C. (1950). Neutral impurity scattering in semiconductors. *Physical Review*, 79(6), 1013. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.79.1013>
6. Howarth, D. J., & Sondheimer, E. H. (1953). The theory of electronic conduction in polar semi-conductors. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 219(1136), 53-74. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1953.0130>
7. Hrostowski, H. J., Morin, F. J., Geballe, T. H., & Wheatley, G. H. (1955). Hall effect and conductivity of InSb. *Physical Review*, 100(6), 1672. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.1672>
8. InSb Basic parameter in 300K <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/basic.html>
9. Kobaidze, R., Khutsishvili, E., & Kekelidze, N. (2018). Numerical computation of charge carriers optical phonon scattering mobility in III-V semiconductor compounds. *Transactions of A. Razmadze Mathematical Institute*, 172(3), 404-408. <https://doi.org/10.1016/j.trmi.2018.06.002>
10. Molodyan, I. P., Nasledov, D. N., Radautsan, S. I., & Sidorov, V. G. (1966). The effective mass of electrons in (InSb)_x(InTe)_{1-x} crystals. *Physica Status Solid (b)*, 18(2), 677-682. <https://doi.org/10.1002/pssb.19660180219>
11. Morisaki, H. (1970). Measurement of Hall effect in InSb by self-magnetic field. *Solid-State Electronics*, 13(7), 911-918. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(70\)90087-0](https://doi.org/10.1016/0038-1101(70)90087-0)
12. Peard, N., Callahan, D., Perkinson, J. C., Du, Q., Patel, N. S., Fakhrol, T., ... & Wang, C. Y. (2021). Magneto-optical properties of InSb for infrared spectral filtering. *Journal of Applied Physics*, 129(20). <https://doi.org/10.1063/5.0048836>
13. Rowe, D. M., & Bunce, R. W. (1971). Apparatus for measuring resistivity and Hall coefficient of heavily doped semiconductors at high temperatures. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 4(11), 902. <http://doi.org/10.1088/0022-3735/4/11/027>
14. Shockley, W., & Bardeen, J. (1950). Energy bands and mobilities in monatomic semiconductors. *Physical Review*, 77(3), 407. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.77.407>
15. Sladek, R. J. (1957). Effective masses of electrons in indium arsenide and indium antimonide. *Physical Review*, 105(2), 460. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.460>
16. Slutsky, L. J., & Garland, C. W. (1959). Elastic constants of indium antimonide from 4.2 K to 300 K. *Physical Review*, 113(1), 167. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.113.167>
17. Sugiyama, Y., & Kataoka, S. (1985). S/N study of micro-Hall sensors made of single crystal InSb and GaAs. *Sensors and Actuators*, 8(1), 29-38. [https://doi.org/10.1016/0250-6874\(85\)80022-6](https://doi.org/10.1016/0250-6874(85)80022-6)
18. Tanenbaum, M., & Maita, J. P. (1953). Hall effect and conductivity of InSb single crystals. *Physical Review*, 91(4), 1009. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.91.1009>
19. Tukioka, K. T. K. (1991). The determination of the deformation potential constant of the conduction band in InSb by the electron mobility in the intrinsic range. *Japanese journal of applied physics*, 30(2R), 212. <https://iopscience.iop.org/issue/1347-4065/30/2R>
20. Wang, Y., Zhang, D. H., & Liu, W. (2008). The temperature dependence of electrical properties in N-doped InSb. In *2008 IEEE Photonics Global@ Singapore* (pp. 1-3). <https://doi.org/10.1109/IPGC.2008.4781374>
21. Wang, Z., Sun, F., Liu, J., Tian, Y., Zhang, Z., Zhang, Y., ... & Duan, L. (2020). Electric field and uniaxial strain tunable electronic properties of the InSb/InSe heterostructure. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 22(36), 20712-20720. <https://doi.org/10.1039/D0CP02721A>